

UNIVERSIDAD POLITÉCNICA DE VALENCIA
DEPARTAMENTO DE MÁQUINAS Y MOTORES TÉRMICOS



CONTRIBUCIÓN AL MODELADO
TERMOFLUIDODINÁMICO DE FILTROS DE
PARTÍCULAS DIESEL DE FLUJO DE PARED

TESIS DOCTORAL

Presentada por:

Pedro Piqueras Cabrera

Dirigida por:

Dr. D. José Ramón Serrano Cruz

Dr. D. Francisco José Arnau Martínez

Valencia, Febrero de 2010

TESIS DOCTORAL

CONTRIBUCIÓN AL MODELADO TERMOFLUIDODINÁMICO DE FILTROS DE PARTÍCULAS DIESEL DE FLUJO DE PARED

Realizada por: D. Pedro Piqueras Cabrera
Dirigida por: Dr. D. José Ramón Serrano Cruz
Dr. D. Francisco José Arnau Martínez

TRIBUNAL CALIFICADOR:

Presidente: Dr. D. José María Desantes Fernández
Secretario: Dr. D. José Galindo Lucas
Vocales: Dr. D. Magín Lapuerta Amigo
Dr. D. Pedro Acisclo Rodríguez Aumente
Dr. D. Andrés Melgar Bachiller

Vocales suplentes:

Dr. D. Juan José Hernández Adrover
Dr. D. Francisco Vicente Tinaut Fluixá

Valencia, Febrero de 2010

Resumen

Pese al desarrollo de los filtros de partículas Diesel en la década de los 80, no ha sido hasta la actualidad cuando se ha generalizado el uso de estos sistemas como solución tecnológica para la reducción de la emisión de partículas. Las razones hay que encontrarlas en la creciente presión de las normativas anti-contaminantes presentes y futuras, cercanas al límite tecnológico de otro tipo de soluciones basadas en el control del proceso de combustión.

Este renovado interés por los filtros de partículas Diesel requiere por parte de los investigadores iniciar estudios experimentales y teóricos para optimizar tanto las prestaciones del filtro como su acoplamiento con el motor. Desde el punto de vista teórico, este doble objetivo puede ser alcanzado con el uso de una única herramienta de cálculo unidimensional, los modelos de acción de ondas. Comúnmente utilizados para el estudio de la renovación de la carga de los motores de combustión interna alternativos, su extensión al análisis de sistemas de post-tratamiento requiere del desarrollo de herramientas específicas para su plena adaptación; el transporte de especies químicas a través de todo el motor o la optimización de la metodología de cálculo para reducir el coste computacional haciendo independiente el asociado a cada elemento del modelo son los principales aspectos tratados. Se converge así a un modelo de acción de ondas con capacidad de acometer el cálculo de todos los procesos físico-químicos de los sistemas de post-tratamiento.

Por otra parte, un aspecto clave ha de ser alcanzar la capacidad de flexibilizar el modelo al análisis de cualquier arquitectura de la línea de escape garantizando una adecuada interacción del filtro de partículas con el resto de componentes del motor. Para ello resulta conveniente que en el filtro de partículas se trate al flujo como no-estacionario, unidimensional, compresible y no-homoentrópico. Con estas características se presenta el modelo propuesto en este trabajo, que permite la discretización radial del monolito en tantos haces de canales como se precise resolviendo un par de canales entrada-salida en cada uno de ellos.

El modelo se somete a una validación experimental de complejidad progresiva: flujo estacionario y frío, que ofrece condiciones de operación óptimas para el desarrollo de metodologías dirigidas a la caracterización del medio poroso; flujo pulsante y frío, a partir del cual se muestra la capacidad del modelo para la reproducción de la dinámica del flujo no-estacionario y compresible; y, por último, flujo pulsante y caliente propio del funcionamiento de un motor y que requiere del desarrollo adicional de un submodelo de transmisión de calor adecuado a las características de los monolitos de flujo de pared.

Producto de estos trabajos se obtienen un conjunto de herramientas computacionales que permiten el cálculo termofluidodinámico de los filtros de partículas Diesel de flujo de pared en cualquier condición de funcionamiento del motor.

Resum

A pesar del desenvolupament dels filtres de partícules Diesel en la dècada dels 80, no ha sigut fins a l'actualitat quan s'ha generalitzat l'ús d'estos sistemes com a solució tecnològica per a la reducció de l'emissió de partícules. Les raons cal trobar-les en la creixent pressió de les normatives anticontaminants presents i futures pròximes al límit tecnològic d'un altre tipus de solucions basades en el control del procés de combustió.

Este renovat interés pels filtres de partícules Diesel requerix per part dels investigadors iniciar estudis experimentals i teòrics per a optimitzar tant les prestacions del filtre com el seu acoplament amb el motor. Des del punt de vista teòric, este doble objectiu pot ser aconseguit amb l'ús d'una única ferramenta de càlcul unidimensional, els models d'acció d'ones. Comunament utilitzats per a l'estudi de la renovació de la càrrega dels motors de combustió interna alternatius, la seua extensió a l'anàlisi de sistemes de post-tractament requerix del desenvolupament de ferramentes específiques per a la seua plena adaptació; el transport d'espècies químiques a través de tot el motor o l'optimització de la metodologia de càlcul per a reduir el cost computacional fent independent l'associat a cada element del model són els principals aspectes tractats. Es convergix així a un model d'acció d'ones amb capacitat d'escometre el càlcul de tots els processos fisicoquímics dels sistemes de post-tractament.

D'altra banda, un aspecte clau ha de ser aconseguir la capacitat de flexibilitzar el model a l'anàlisi de qualsevol arquitectura de la línia de escapament garantint una adequada interacció del filtre de partícules amb la resta de components del motor. Per a això resulta convenient que en el filtre de partícules es tracte al flux com no-estacionari, unidimensional, compressible i no-homoentròpic. Amb estes característiques es presenta el model proposat en este treball, que permet la discretització radial del monòlit en tants feixos de canals com es precise resolent un parell de canals entrada-eixida en cada un d'ells.

El model se sotmet a una validació experimental de complexitat progressiva: flux estacionari i fred, que oferix condicions d'operació òptimes per al desenvolupament de metodologies dirigides a la caracterització del mig porós; flux pulsant i fred, a partir del qual es mostra la capacitat del model per a la reproducció de la dinàmica del flux no-estacionari i compressible; i, finalment, flux pulsant i calent propi del funcionament d'un motor i que requerix del desenvolupament addicional d'un submodel de transmissió de calor adequat a les característiques dels monòlits de flux de paret.

Producte d'estos treballs s'obtenen un conjunt de ferramentes computacionals que permeten el càlcul termo-fluid-dinàmic dels filtres de partícules Dièsel de flux de paret en qualsevol condició de funcionament del motor.

Abstract

Despite the development of Diesel particulate filters began in the eighties, it has not been till the recent years when the use of these systems has become widely spread as a technological solution to reduce particulate emissions. This is due to the continuously increasing restrictions of present and future emission control regulations which are close to the technological limit of other type of solutions based on the combustion process control.

This renewed interest by Diesel particulate filters demands further experimental and theoretical research in order to optimise filter performance as well as engine matching. From the theoretical point of view, this double objective can be resolved with the use of a unique one-dimensional computational tool: wave action models. They are widely used in the study of air management in internal combustion engines. To adapt and extend their use for after-treatment systems analysis is needed the development of specific tools; chemical species transport through the engine or optimisation of the calculation methodology in order to reduce the computational cost are the main aspects to be dealt with. Thus, the study converges towards a wave action model with the ability to calculate every aspect of the physical and chemical processes taking place in after-treatment devices.

On the other hand, a key aspect is to grant the model with enough flexibility so that it can carry out analysis on any type of engine exhaust architecture, ensuring a correct interaction between the particulate filter and the rest of the engine components. It is therefore convenient to treat the flow in the particulate filter as unsteady, one-dimensional, compressible and non-homoeotropic. These are the basic characteristics of the model presented in this work, which allows the radial discretization of the monolith in as many channel rings as required solving a pair of inlet-outlet channels in each of them.

The model undergoes an experimental validation of progressive complexity: cold, steady flow offering optimal operation conditions for the development of methodologies aimed at the characterisation of the porous media; cold, pulsating flow which allows to show the capacity of the model to reproduce the dynamics of the unsteady and compressible flow; and lastly, typical engine hot, pulsating flow which requires the development of an additional heat transfer sub-model specifically adapted to the characteristics of wall-flow monoliths.

As a product of this work, a set of computational tools are obtained which allow the thermo-fluid-dynamic calculation of wall-flow Diesel particulate filters under any engine operation condition.

*A mis padres,
y a Natalia.*

Agradecimientos

Quien bien me conoce es consciente de que son estas palabras las que más me pesan, por la importancia que para mí tiene agradecer como corresponde a todos y cada uno de los que, aún sin ser activamente conscientes, han contribuido a que este momento haya llegado.

El comienzo es sencillo, pues no puedo sino estar profundamente agradecido a José Ramón Serrano por todo lo que desde el primer día me ha inculcado, dirigiendo siempre algo más que este trabajo. Y como no, mi agradecimiento a Francisco José Arnau, sin cuyos consejos y ayuda todavía no imagino como podría haber emprendido las tareas de programación y de cálculo numérico que ha supuesto el desarrollo de este trabajo. Ambos, que me dirigieron desde mi llegada al Departamento, son absolutamente responsables de que sea posible contar lo que ahora sigue.

No se puede obviar el apoyo recibido por la dirección del Departamento, F. Payri y J.M. Desantes, y el personal de secretaría. Primero agradecerles el apoyo y la ayuda en los diferentes trámites administrativos que uno puede encontrarse durante la realización de la tesis. Y después de ello agradecer su comprensión, asesoramiento y protección en situaciones que aunque hoy puedan parecer anecdóticas no dejan de ser reflejo de que existe mucho por mejorar en el trato que en ocasiones reciben los becarios de investigación desde algunas instancias.

Quisiera dar las gracias a José Galindo, José Manuel Luján y Antonio Torregrosa, por los consejos aprehendidos y las discusiones espero que bien aprovechadas, pero también por el buen ambiente que genera el trato y la confianza que ofrecen. A Héctor, Carlos, Vicente, Andrés y Benja; cuan importante es tener compañeros que ofrecen la respuesta antes de preguntar y con los que, al tiempo, poder compartir lo cotidiano. Y en lo cotidiano y el día a día hay muchas personas a quien mencionar. Sabiendo que olvidaré algunas y ofreciendo mis disculpas por ello, me gustaría citar a Jaime, Antonio, Pablo, Xemari, Alí, José Manuel, Antonio, Ricardo, Olivier, Arlington, Pedro, Gabriela, Joaquín, Victor, José Antonio, Ricardo, Carmen y los Javidom. Mención aparte merecen los proyectandos que han trabajado conmigo durante estos años y que no dejan de ser parte responsable de este trabajo: Servi, Alex, Antonhy, Joaquín; y ahora, ya como doctorando, a Óscar.

A mis amigos, por vuestra *incomprensión*, Jose, Chuti, Rafa, Gilberto, Dani y las parejas que os sufren; y a Carlos, Eva, Richi, Amparo, David y Carla, cuantos momentos...

Gracias a mi familia, con quien empieza y acaba cada día, ya sean buenos o malos, por lo que les he hecho vivir y la forma en que lo han vivido. A mis hermanas, cuñados y sobrinos, pero especialmente a mi padre y a mi madre, gracias por estar siempre ahí.

Y si fácil era empezar, más sencillo me resulta saber con quien terminar. Natalia, gracias por ser infinitamente paciente y mantenerte siempre a mi lado, gracias por dejarme estar siempre a tu lado y enseñarme a sentir.

Índice general

1. Introducción	1
1.1. Motivación del estudio	1
1.2. Objetivos	4
1.3. Antecedentes	5
1.4. Metodología	7
Bibliografía	10
2. Estado del arte en el modelado de filtros de partículas Diesel	13
2.1. Introducción	13
2.2. Tipología de los filtros de partículas Diesel	15
2.3. Principios de operación de los DPF	25
2.3.1. Parámetros de la estructura celular	26
2.3.2. Parámetros de la estructura porosa	28
2.3.3. Mecanismos de filtrado	34
2.3.4. Regeneración	36
2.4. Proceso de pérdida de presión	38
2.5. Modelos 1D termofluidodinámicos de filtros de partículas	47
2.6. Resumen	56
Bibliografía	57

3. Adaptación del modelo de acción de ondas	63
3.1. Introducción	64
3.2. Transporte de especies químicas	65
3.2.1. Transporte de especies químicas en condiciones de contorno y elementos cerodimensionales	73
3.2.2. Cálculo de las variaciones de las propiedades del gas en función de la composición y la temperatura	78
3.2.3. Algunos resultados del modelo de transporte de especies químicas con variación en las propiedades del gas	85
3.3. Discretización Temporal Independiente	99
3.3.1. Estructura de cálculo aplicando Discretización Temporal Independiente	103
3.3.2. Validación de la Discretización Temporal Independiente	108
3.3.2.1. Análisis de la precisión	108
3.3.2.2. Análisis del coste computacional	119
3.4. Resumen	123
3.A. Anexo: Bases de datos para el cálculo de c_p	126
3.B. Anexo: Limitador de flujo en los esquemas TVD	127
3.C. Anexo: Estructura de cálculo Discretización Temporal Semi-Independiente	130
Bibliografía	133
4. Modelo de filtro de partículas Diesel de flujo de pared	141
4.1. Introducción	141
4.2. Definición del modelo de DPF	142
4.2.1. Planteamiento del sistema de ecuaciones de conservación	146
4.2.2. Pérdida de presión en el medio poroso	150
4.2.3. Resolución de las condiciones de contorno	153
4.2.4. Adaptación de la metodología de cálculo Discretización Temporal Independiente	168
4.2.5. Estabilidad y convergencia del modelo	169
4.3. Validación experimental del modelo en banco de flujo	173

4.3.1. Determinación de la porosidad y del diámetro de poro	180
4.4. Sensibilidad del modelo de filtro de partículas	184
4.5. Resumen	196
Bibliografía	198
5. Validación experimental ante flujo pulsante	201
5.1. Introducción	202
5.2. Validación experimental del modelo en banco de impulsos	202
5.2.1. Descripción de la instalación banco de impulsos	202
5.2.2. Metodología y plan de ensayos	204
5.2.3. Análisis de los resultados	207
5.2.3.1. Dominio temporal	208
5.2.3.2. Dominio de la frecuencia	213
5.3. Validación del modelo ante condiciones de flujo pulsante y caliente	218
5.3.1. Submodelo de transmisión de calor para DPF	219
5.3.1.1. Cálculo de la temperatura de pared en un haz de canales	220
5.3.1.2. Cálculo de la temperatura de pared en la su- perficie exterior	228
5.3.1.3. Submodelo de transmisión de calor de conver- gencia rápida	232
5.3.2. Modelado de los ensayos en banco motor	235
5.4. Resumen	250
5.A. Anexo: Modelo simplificado de pérdida de presión para filtros de partículas	253
Bibliografía	256
6. Conclusiones y trabajos futuros	259
6.1. Principales aportaciones y conclusiones	259
6.1.1. Adaptación del modelo de acción de ondas WAM al mo- delado de sistemas de post-tratamiento	260
6.1.1.1. Transporte de especies químicas	260

6.1.1.2.	Estructura de cálculo del modelo de acción de ondas	261
6.1.2.	Modelo de filtro de partículas Diesel de flujo de pared .	262
6.1.2.1.	Metodología de caracterización del medio poroso	264
6.1.2.2.	Sensibilidad a la geometría del filtro de partículas	264
6.1.2.3.	Predicción de la respuesta acústica	265
6.1.2.4.	Submodelo de transmisión de calor	265
6.1.3.	Otras aportaciones	267
6.2.	Trabajos futuros	267
	Bibliografía	271
	Índice Bibliográfico	273

Tabla de símbolos

Latinos

a	velocidad del sonido
a_A	en el Método de las Características, valor del nivel de entropía
a_i	coeficiente en la correlación para el cálculo del valor de c_p , con $i \in [1, 5]$
A	velocidad del sonido adimensional
A_A	en el Método de las Características, valor del nivel de entropía adimensional
$A_{abierta}$	área abierta de la sección transversal del monolito
A_f	área de filtrado del monolito
A_t	área total de la sección transversal del monolito
c^p	velocidad máxima de propagación de las ondas en un nodo en el nivel temporal p
c_{max}^p	velocidad máxima de propagación de las ondas en todo el dominio de la solución en el nivel temporal p
c_p	para un gas, calor específico a presión constante
c_p	para un sólido, capacidad calorífica
\bar{c}_p	valor medio del calor específico a presión constante
c_v	calor específico a volumen constante
\bar{c}_v	valor medio del calor específico a volumen constante
\mathbf{C}_1	vector que contiene la contribución del cambio de área en el sistema de ecuaciones de conservación
\mathbf{C}_2	vector que contiene la contribución de los procesos de fricción y transmisión de calor en el sistema de ecuaciones de conservación
$C_{f,0}$	coeficiente de transferencia de cantidad de movimiento en un canal no poroso
$C_{m,n}$	capacidad térmica equivalente en el nodo de cálculo (m, n)
d_c	diámetro de la unidad colectora
d_p	diámetro medio de poro
D	diámetro del monolito o de un elemento 1D
e	energía interna específica
e	en el submodelo de transmisión de calor, espesor de las capas
e_0	energía interna específica de parada

E	eficiencia de filtrado
f	frecuencia
F	área de la sección transversal de un conducto/canal en el sistema de ecuaciones de conservación
\mathbf{F}	vector de flujo del sistema de ecuaciones de conservación
$F_{inyección}$	corrección sobre $C_{f,0}$ por inyección de flujo a través del medio poroso
F_R	dosado relativo
$F_{succión}$	corrección sobre $C_{f,0}$ por succión de flujo a través del medio poroso
F_w	coeficiente de transferencia de cantidad de movimiento debido al efecto de inyección o succión a través del medio poroso
g	fuerza de fricción por unidad de masa
h	coeficiente de película
h	entalpía específica
h_0	entalpía específica de parada
k	permeabilidad
k	conductividad térmica
K	coeficiente de pérdida de presión
K_n	número de Knudsen
K_{reg}	tasa de reacción de la reacción de regeneración
$l_{monolito}^*$	longitud del monolito adimensional
l_s	longitud de sellado de los canales del monolito
L	longitud de los canales o de un elemento 1D
m	masa
\dot{m}	flujo másico
n	orden del sistema de ecuaciones de conservación
N	régimen de giro
$N_{canales}$	número de canales del monolito
$N_{c.entrada}$	número de canales de entrada del monolito
OFA	fracción abierta del área frontal del monolito
P	matriz de autovectores de la matriz Jacobiana del sistema de ecuaciones de conservación
p	presión
Pe	número de Peclet
Pr	número de Prandtl
q	calor por unidad de tiempo y de masa
q	calor intercambiado en el balance de energía de los elementos 0D
\dot{q}_{reg}	calor liberado por unidad de tiempo en el proceso de regeneración
\dot{q}'_{reg}	calor liberado por unidad de área y de tiempo en el proceso de regeneración
\dot{q}''_{reg}	calor liberado por unidad de volumen y de tiempo en el proceso de regeneración
Q	caudal volumétrico
$r_{monolito}^*$	radio del monolito adimensional
R	constante del gas

$R_{m',n'/m,n}$	resistencia térmica equivalente entre los nodos de cálculo (m', n') y (m, n)
Re	número de Reynolds
$S_{contacto}$	superficie de contacto entre dos haces de canales contiguos
S_p	superficie específica del monolito
t	coordenada temporal
t_0	en las estructuras de cálculo, tiempo inicial del incremento temporal de un elemento 1D
t_1	en las estructuras de cálculo, tiempo final del incremento temporal de un elemento 1D de acuerdo a su criterio de estabilidad CFL
t_1^*	en la estructura de cálculo SITD, tiempo final del incremento temporal de un elemento 1D de acuerdo a su criterio de estabilidad CFL corregido por la homogeneización de la estructura de cálculo
t_c	duración temporal de un ciclo del motor
t_{ini}	en las estructuras de cálculo, tiempo inicial del paso de integración
t_{fin}	en las estructuras de cálculo, tiempo final del paso de integración
t_{fin}^*	en las estructuras de cálculo, tiempo final del paso de integración corregido por el criterio de estabilidad de los elementos 0D
T	temperatura
\bar{T}	en el submodelo de transmisión de calor, temperatura de pared de convergencia
TL	pérdida de transmisión
u	velocidad del fluido
u_{poro}	velocidad intersticial o de poro
u_w	velocidad de pared o velocidad a través del medio poroso
U	velocidad del fluido adimensional
V	volumen de un elemento 0D
V_{filtro}	volumen del filtro de partículas Diesel
w	trabajo mecánico
w_p	espesor de la capa de partículas
w_w	espesor de la pared porosa
W	potencia acústica
\mathbf{W}	vector solución del sistema de ecuaciones de conservación
x	coordenada axial en conductos y canales
x_n	nodo de cálculo n en un conducto/canal
X	espacio adimensional
X_i	fracción molar de la especie química i
y	en el Método de las Características, punto de interpolación entre los nodos de cálculo extremos
Y_i	fracción másica de la especie química i
\mathbf{Y}	vector que contiene la fracción másica de cada especie química en el sistema de ecuaciones de conservación
z	coordenada en la dirección perpendicular al medio poroso
Z	tiempo adimensional

Griegos

α	lado del canal
α_{reg}	índice de completitud de la reacción de regeneración
β	en el Método de las Características, valor de la línea característica reflejada

β_{lf}	parámetro de la función limitador de flujo
β_F	coeficiente de Forchheimer
γ	relación de calores específicos
Δm	variación de masa
Δp	pérdida de presión
Δt	incremento temporal del paso de integración
Δt_{jk}	incremento temporal del elemento 1D j resolviendo la condición de contorno del conducto k
Δt_k	incremento temporal del elemento 1D k
Δx	incremento espacial en la dirección axial (tamaño del mallado espacial)
ε	porosidad
ϵ	en el submodelo de transmisión de calor, emisividad del material
ς_t	coeficiente de pérdida de presión de contracción y expansión en las sección de entrada y salida del monolito
λ	en el Método de las Características, valor de línea característica incidente
μ	viscosidad dinámica del fluido
ν	viscosidad cinemática del fluido
ν_{CFL}	número CFL o de Courant
ξ	fracción vacía del área frontal del monolito (se supone ausencia de sellado)
ρ	densidad
σ	densidad de celdas del monolito por unidad de área
σ_{sb}	en el submodelo de transmisión de calor, constante de Stephan-Boltzmann
$\psi(r)$	función limitador de flujo de la relación de gradiente r
ϕ	camino libre medio

Subíndices

1	acompañando a u_w , indica la velocidad de pared a la entrada de la capa de partículas
2	acompañando a u_w , indica la velocidad de pared en las secciones de entrada y salida de la pared porosa
a	referido a la cámara de aire del filtro de partículas
ais	referido a la capa de material aislante del filtro de partículas
atm	atmósfera
c	conducto
$contr$	contracción
$corr$	corregida
CC	condición de contorno
DPF	filtro de partículas
e	relativo al canal de entrada
ent	entrante a un elemento
$expansion$	expansión
ext	exterior
fin	final
$fric$	fricción

<i>F</i>	relativo al efecto Forchheimer
<i>g</i>	gas
<i>inc</i>	incidente
<i>imp</i>	impuesta
<i>ini</i>	inicial
<i>int</i>	interior
<i>k</i>	en el Método de las Características, índice que indica el número de iteración en el cálculo del punto de partida de las líneas características o el nivel de entropía
<i>k</i>	en el submodelo de transmisión de calor, subíndice para definir la resistencia térmica por conducción en la cámara de aire
<i>Kuwabara</i>	relativo a la función geométrica de Kuwabara
<i>m</i>	en el submodelo de transmisión de calor, índice que identifica el nodo de cálculo en la dirección axial
<i>m</i>	referido a capa metálica de la superficie exterior del filtro de partículas
<i>max</i>	máximo
<i>min</i>	mínimo
<i>n</i>	número de especies químicas
<i>n</i>	en el submodelo de transmisión de calor, índice que indica el nodo de cálculo en la dirección radial
<i>p</i>	relativo a la capa de partículas
<i>PI</i>	en los diagramas de flujo de las metodologías de cálculo en WAM, paso de integración
<i>prop</i>	referido a la velocidad de propagación de las líneas características o de corriente
<i>r</i>	referido al proceso de radiación
<i>rad</i>	radial
<i>reg</i>	relativo a la regeneración del filtro de partículas
<i>ref</i>	condiciones de referencia
<i>rf</i>	reflejada
<i>s</i>	relativo al canal de salida
<i>sal</i>	saliente a un elemento
<i>subs</i>	substrato de la pared porosa del monolito
<i>tr</i>	transmitida
<i>w</i>	relativo al medio poroso; en algunos contextos puede referirse únicamente a la pared porosa
<i>y</i>	en el Método de las Características, relativo al punto de partida de las líneas características o nivel de entropía

Superíndices

<i>H</i>	índice que identifica el haz de canales en el que se realiza el cálculo
<i>p</i>	índice que indica el instante de cálculo
<i>sup</i>	superficial

Siglas

0D	cero-dimensional
1D	unidimensional

2D	bidimensional
3D	tridimensional
ACT	Apparent Combustion Time
ANL	Argonne National Laboratory
CAI	Controlled Auto Ignition
CE-SE	Conservation Element - Solution Element
CFD	Computational Fluid Dynamics
CFL	criterio de estabilidad Courant-Friedrichs-Lewy
CTD	Common Time Discretization (Discretización Temporal Común)
DPF	Diesel Particulate Filter (filtro de partículas Diesel de flujo de pared)
EGR	Exhaust Gas Recirculation
FCT	Flux Corrected Transport
FFT	Fast Fourier Transform
ITD	Independent Time Discretization (Discretización Temporal Independiente)
HCCI	Homogeneous Charge Compression Ignition
LNT	Lean NO_x Trap
LW	Lax-Wendroff de dos pasos
MC	Monotonized Central
PM	materia particulada
SCF	Factor corrector de Stokes-Cunningham
SCR	Selective Catalytic Reaction
SITD	Semi-Independent Time Discretization (Discretización Temporal Semi-Independiente)
SNL	Sandia National Laboratory
SOF	Soluble Organic Fraction
SPL	Nivel de presión sonora
TGV	Turbina de Geometría Variable
TVD	Total Variation Diminishing
VNT	Variable Nozzle Turbine
WAM	Wave Action Model

Capítulo 1

Introducción

Contenido

1.1. Motivación del estudio	1
1.2. Objetivos	4
1.3. Antecedentes	5
1.4. Metodología	7
Bibliografía	10

1.1. Motivación del estudio

Entre los perfeccionamientos más notables de los motores de combustión interna alternativos cabe destacar el desarrollo del motor Diesel. Rudolph Diesel dio a conocer en 1893 un notable trabajo en el que exponía la idea de un nuevo tipo de motor térmico con el que se alcanzaba un rendimiento superior al de los otros tipos conocidos hasta ese momento. Desde entonces ha gozado de numerosas aplicaciones pero también, con el paso del tiempo, de mayor aceptación.

Es así que hoy en día se ha convertido en la alternativa más eficiente para las aplicaciones en el sector de la automoción. Pero para ello ha tenido que someterse a un intenso proceso evolutivo, especialmente relevante durante las últimas décadas. Se ha pasado de motores Diesel pesados, ruidosos y de tímidas prestaciones a motores Diesel caracterizados por su fiabilidad, reducido consumo, bajos costes de operación y un enorme potencial en sus prestaciones. A esta nueva visión de los motores Diesel por parte del público han contribuido

de manera significativa los avances en sobrealimentación, sistemas de inyección o control electrónico, pero indudablemente también las repercusiones de este gran esfuerzo científico y tecnológico sobre la reducción de las emisiones contaminantes.

Aunque la investigación acerca de los sistemas de post-tratamiento en motores Diesel ha sido, al menos, tan intensa como la realizada en los motores de gasolina, la implantación y comercialización de estos sistemas ha estado hasta la fecha mucho menos extendida. La excepción aparece en los catalizadores de oxidación, los cuales son considerados una tecnología probada para la reducción de emisiones de hidrocarburos sin quemar y de monóxido de carbono. Sin embargo, en los motores Diesel no son estas emisiones contaminantes las más relevantes.

El principal problema se encuentra, como bien se puede analizar desde la entrada en vigor de la normativa europea de emisiones Euro I y especialmente a partir de la Euro III hasta la propuesta Euro VI, en las emisiones de óxidos de nitrógeno y partículas. Para hacer frente a estos tipos de emisiones contaminantes se han introducido importantes mejoras en los motores Diesel que van desde los mencionados sistemas de control electrónico, sistemas de inyección y sobrealimentación más flexibles y eficientes a mejoras en los diseños de las cámaras de combustión y sistemas de recirculación de gases de escape (EGR¹).

En cuanto a sistemas de post-tratamiento, es de esperar que la tecnología SCR² termine por convertirse en una tecnología habitual en los vehículos equipados con motores Diesel para contribuir a la reducción de las emisiones de NO_x . No obstante, aún cuando se alcance esta situación, la reducción de las emisiones de NO_x desde la fuente permitirá que los requerimientos de aditivo (urea) y las emisiones de amoníaco sean a su vez menos críticos. Otra opción en estudio es el uso de técnicas de adsorción mediante las denominadas trampas de NO_x (LNT³). Ante este escenario, la técnica clásica de recirculación de los gases de escape utilizada para disminuir las emisiones de óxidos de nitrógeno mediante la reducción de la concentración de oxígeno en la admisión continúa siendo esencial para llegar a los niveles de emisiones requeridos por la normativa. Por otro lado, se ha de tener presente que durante los últimos años se han desarrollado nuevos conceptos de combustión, tales como el CAI⁴ o el HCCT⁵, que persiguen reducir de forma drástica las emisiones contaminantes, siendo

¹Del inglés *Exhaust Gas Recirculation*.

²Del inglés *Selective Catalytic Reduction*.

³Del inglés *Lean NO_x Trap*.

⁴Del inglés *Controlled Auto Ignition*.

⁵Del inglés *Homogeneous Charge Compression Ignition*.

la recirculación de los gases de escape una técnica esencial para controlar con éxito el proceso de combustión.

Por otro lado, la presión que la legislación medioambiental introduce sobre las emisiones de partículas, en el caso de Europa claramente patente en la normativa Euro V y en la propuesta Euro VI, ha conducido a que la solución tecnológica gire en torno a la implantación de los filtros de partículas en la automoción Diesel. Si bien se trata de tecnología estudiada desde la década de los 80, como lo muestra el estudio de Bisset [1] acerca del modelado de la regeneración en filtros de partículas Diesel de flujo de pared, representa el claro ejemplo de solución postergada por otras mejoras que han permitido el cumplimiento de la normativa. No obstante, son estas primeras soluciones unidas a los avances tecnológicos tanto en aspectos de fabricación como en los motores Diesel los que han conducido a que durante estos años se hayan ido mejorando las prestaciones de los filtros de partículas y reducido las implicaciones sobre el funcionamiento del motor. En la actualidad se dispone de soluciones tanto para vehículos de transporte de pasajeros como de transporte pesado con una elevada eficiencia de filtrado y con un menor perjuicio sobre el consumo de combustible gracias a la combinación de las técnicas de regeneración activas con soluciones pasivas. Las mejoras obtenidas son, como señala Konstandopoulos [2], producto de la elevada producción científica que ha tenido lugar en los últimos años sobre filtros de partículas. El análisis del número de publicaciones y su crecimiento, que obedece a una curva logística, le permite prever que el intenso trabajo que se da en la actualidad en este área específica se prolongue al menos hasta 2015.

Los desarrollos futuros en el campo de los filtros de partículas van encaminados a la obtención de equipos de larga durabilidad mecánica y química con períodos entre operaciones de mantenimiento también mayores, buscando el aumento en la capacidad de acumulación de cenizas sin perjuicio de las prestaciones del filtro de partículas [3]. Además, se plantea la posibilidad de que los sistemas de post-tratamiento se configuren bajo la combinación de diferentes elementos, integrando múltiples funciones en un mismo soporte monolítico [4] o en configuraciones novedosas de la línea de escape [5]. La complejidad derivada del uso de estas soluciones requiere de herramientas de simulación avanzadas que contribuyan al control de costes y la optimización del desarrollo, diseño e integración en el motor. El campo de acción de estas herramientas de simulación ha de abarcar diferentes enfoques: desde el desarrollo de algoritmos en tiempo real para uso en la unidad de control electrónico del motor, hasta modelos 3D capaces de estudiar y analizar aspectos muy concretos del funcionamiento de los filtros de partículas, pasando por modelos que además

de estudiar los procesos que tienen lugar en el filtro de partículas sean capaces de analizar su interacción con el funcionamiento del motor completo.

1.2. Objetivos

Los modelos de acción de ondas son herramientas computacionales que bajo la hipótesis de flujo no-estacionario, unidimensional, compresible y no-homoentrópico se aplican al diseño y optimización de los motores de combustión interna alternativos. A partir de los trabajos realizados sobre el modelo de acción de ondas WAM⁶, desarrollado por el Departamento de Máquinas y Motores Térmicos de la Universidad Politécnica de Valencia, se plantea como principal objetivo de la presente tesis el desarrollo de un modelo termofluidodinámico de filtro de partículas Diesel de flujo de pared, referido a partir de aquí con el acrónimo DPF⁷. Para ello se plantean los siguientes objetivos parciales:

1. *Identificar el estado del arte en el modelado fluidodinámico de filtros de partículas Diesel de flujo de pared.* Partiendo del análisis de las características básicas de los filtros de partículas Diesel, se estudian las principales contribuciones a la pérdida de presión que se producen en los monolitos de flujo de pared y los principales modelos presentes en la literatura, con énfasis en sus características particulares y en los requerimientos específicos que poseen.
2. *Adaptación del modelo de acción de ondas WAM al modelado de sistemas de post-tratamiento.* Uno de los objetivos de este trabajo es el desarrollo de las herramientas necesarias para el modelado de todo tipo de sistemas de post-tratamiento. A partir de la identificación de los requerimientos básicos del modelado de los sistemas de post-tratamiento actuales se plantea y desarrolla la adaptación del modelo de acción de ondas WAM desde un punto de vista genérico. Se pretende garantizar el estudio de los elementos de post-tratamiento de forma independiente así como su interacción e influencia sobre la operación del motor y el resto de componentes.

La concreción de este objetivo parcial supone, en primer lugar, el desarrollo de un submodelo de transporte de especies químicas a lo largo

⁶Del inglés *Wave Action Model*.

⁷Del inglés *Diesel Particulate Filter*, aquí filtro de partículas Diesel de flujo de pared.

de todo el motor introduciendo adecuadamente la influencia de las propiedades térmicas del gas. En segundo lugar, debido a las exigencias de coste computacional ligadas a los sistemas de post-tratamiento (mallado espacial, submodelos relacionados con aspectos específicos de carácter químico, térmico, de filtrado, etc.) es necesario proponer una metodología de cálculo para el modelo de acción de ondas que independice la resolución de cada elemento conduciendo a la reducción del coste computacional global. Esta solución permitiría la introducción de submodelos más exigentes computacionalmente sin alterar las prestaciones esenciales del modelo de acción de ondas. De esta forma se preservaría la capacidad de WAM de permitir el cálculo y el análisis del funcionamiento del motor y de sus componentes con tiempos de cálculo reducidos y una precisión y fiabilidad elevadas.

3. *Desarrollo de un modelo de filtro de partículas Diesel de flujo de pared.* Este objetivo final requiere una adecuada definición conceptual del modelo de filtro de partículas Diesel de flujo de pared. El modelo ha de servir tanto para su aplicación a la predicción del comportamiento dinámico del flujo como para el estudio de las condiciones térmicas del gas y del monolito en condiciones de funcionamiento propias de los motores de combustión interna alternativos. Y en ambos casos, tanto en puntos de operación estacionarios como en funcionamiento transitorio.

Con la consecución de estos objetivos se dispondrá de una herramienta con capacidad de ser aplicada al diseño de líneas de escape, objetivo propio de los modelos de acción de ondas, pero contando con los efectos que estos diseños puedan tener sobre las prestaciones del filtro de partículas, y viceversa, de manera fidedigna. Además, se pretende disponer de una herramienta definida de manera altamente flexible que disponga de la posibilidad de albergar desarrollos en el campo de estudio de la regeneración, el filtrado, la acumulación de cenizas u otros aspectos propios de reactores monolíticos multifuncionales.

1.3. Antecedentes

La presente tesis se enmarca dentro del conjunto de trabajos dirigidos al desarrollo y mejora continuada del modelo de acción de ondas WAM.

Una de las primeras versiones de este programa se presenta en la tesis de Corberán [6], aplicando el Método de las Características en base a la propuesta formulada por Benson [7]. Con posterioridad, Payri *et al.* [8] introdujeron

mejoras al Método de las Características relativas a la generación y eliminación de las líneas características, especialmente en los casos en que el fluido pasaba de encontrarse en reposo o saliente de los conductos a ser entrante a los mismos.

Años más tarde, en 1991, Payri et al. [9] mejoraron la resolución de las condiciones de contorno de los conductos hasta el nivel en que se encuentran actualmente. Como etapa siguiente se planteó la idoneidad de continuar haciendo uso del Método de las Características en los conductos o bien pasar a aplicar métodos en diferencias finitas que contribuían a disminuir el tiempo de cálculo y a la reducción de la difusión asociada a la solución numérica. Después de realizar un estudio comparativo entre diversos métodos, Desantes et al. [10] concluyeron la conveniencia de utilizar los esquemas simétricos de segundo orden Lax-Wendroff y McCormack, ambos en su versión de dos pasos. En 2003, Arnau [11] realizó de nuevo una revisión de los métodos numéricos en diferencias finitas más idóneos en base a las mejoras llevadas a cabo en estas herramientas a lo largo de los años. Como conclusión a estos trabajos, en la actualidad el modelo cuenta con el método Lax-Wendroff de dos pasos, que se vuelve a identificar como un método de elevado interés, y se introduce el uso de esquemas de alta resolución, en concreto el método TVD de limitación de flujo de Sweby.

Paralelamente a la mejora en la resolución del sistema de ecuaciones de conservación en los conductos, WAM ha sufrido un proceso continuo de desarrollo de submodelos para el cálculo del comportamiento fluidodinámico de cada uno de los diferentes elementos que conforman el motor. A los submodelos cerodimensionales de llenado y vaciado para el cálculo de los cilindros y los depósitos presentes desde el nacimiento del programa [6] se unió en 1996 un submodelo para la resolución de la condición de contorno turbina [12] que posteriormente fue adaptado a la resolución de turbinas de geometría variable [13, 14]. El modelado del turbogruppo se completa con el submodelo de compresor, en el que la última aportación es la realizada por Tiseira [15], el submodelo de intercooler [16] y la posibilidad de contar con diversidad de válvulas como la de waste-gate [17], neumáticas [18], etc.

Con los trabajos de Luján [19] se desarrolla un submodelo que permite el cálculo de sistemas recirculación de gases de escape, tanto interno como externo, pero donde el transporte de especies se realizaba de forma desacoplada a la resolución del sistema de ecuaciones de conservación. Al mismo tiempo, se realizan una serie de trabajos para dotar al modelo de acción de ondas de la capacidad de calcular el efecto direccional de las uniones de conductos de escape se recogen en la tesis de Galindo [20]. A partir de este nivel de desarrollo comienza la adaptación del modelo para el cálculo de transitorios

de carga mediante un conjunto de trabajos experimentales y teóricos [21–24] abordándose en los últimos tiempos el análisis detallado de la simulación de las leyes de liberación de calor durante transitorios de carga [25, 26].

Arnau propone en su tesis el uso de una metodología de cálculo en la que cada elemento de la simulación se calcule con un paso de integración propio [11]. Esta idea se toma como base de los desarrollos que se mostrarán en este trabajo. Otro trabajo de interés es el presentado por Dolz [27], que desarrolla un modelo nodal de transmisión de calor para realizar el cálculo de la temperatura de pared en condiciones de operación de motor estacionarias y transitorias con resolución axial y radial en las paredes de los conductos. A fin de mantener la homogeneidad de WAM, la filosofía propuesta por Dolz se adopta en este trabajo para el desarrollo de un submodelo específico de transmisión de calor en DPF. Este submodelo presenta una complejidad adicional pues permitirá definir la distribución de temperatura de pared en la dirección axial y radial de los canales, pero también contará con el efecto de la transmisión de calor radial en el conjunto del monolito. Se podrá predecir la temperatura de pared desde las paredes de los canales del monolito hasta la superficie de la carcasa que lo aísla del exterior. De esta forma se conseguirá que la distribución de temperatura del gas en el interior de los canales del monolito quede completamente definida.

1.4. Metodología

La metodología de trabajo empleada en esta tesis se presenta esquemáticamente en la figura 1.1.

Una vez planteado el problema que se va a tratar, sus antecedentes y definidos los objetivos que se pretenden alcanzar, el primer paso de este trabajo consiste en la realización de un estudio bibliográfico acerca del estado del arte en filtros de partículas Diesel que se recoge en el Capítulo 2. Dada la gran cantidad de trabajos relativos a este campo, este capítulo se centra en la identificación de los principales tipos de filtros de partículas utilizados en automoción y sus principios de operación. El propósito es discernir el interés por los monolitos cerámicos de flujo de pared. A continuación, se identifican las contribuciones a la pérdida de presión en DPF y se describen los principales modelos unidimensionales descritos en la literatura. Estos trabajos sirven como base para la concepción y definición del modelo que se propone en este trabajo y además permiten identificar algunas de las necesidades de adaptación del modelo de acción de ondas en el que se integrará.

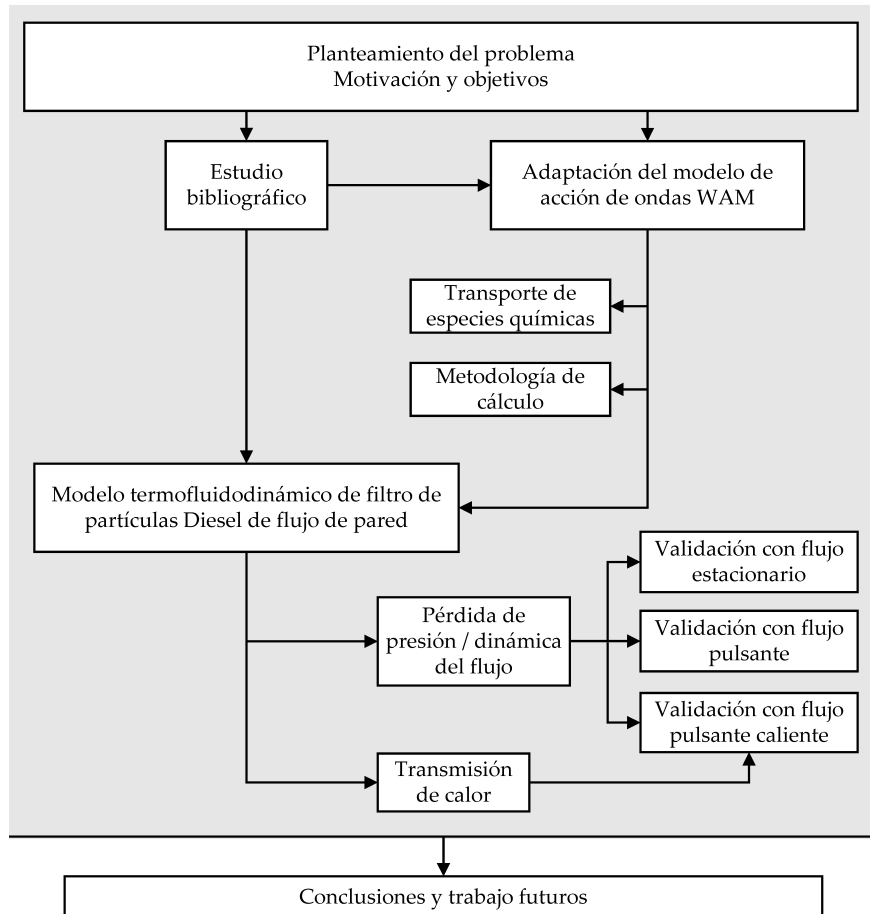


Figura 1.1. Metodología de trabajo de la tesis doctoral.

Es el Capítulo 3 el que se dedica por completo a la adaptación del modelo de acción de ondas a las necesidades del modelado de sistemas de post-tratamiento. Se han detectado dos mejoras a realizar críticas:

- En primer lugar, la inclusión de un submodelo de transporte de especies químicas, incluyéndose el acoplamiento a un código para predecir la combustión Diesel (ACT⁸ [28]). Este submodelo es fundamental para el desarrollo futuro de submodelos de filtrado en filtros de partículas o para cualquier submodelo de índole química dedicado al análisis de los

⁸Del inglés *Apparent Combustion Time*, modelo desarrollado por el Departamento de Máquinas y Motores Térmicos de la Universidad Politécnica de Valencia.

procesos de conversión química en los sistemas de post-tratamiento. Como complemento a este submodelo de transporte de especies químicas se introduce la capacidad de calcular las propiedades del fluido en función de su composición y temperatura en todos los elementos del motor. Con ello se contribuye a una mejor definición de las condiciones del flujo tanto en los sistemas de post-tratamiento, lo que resulta crítico para una buena predicción de las tasas de reacción en los procesos de conversión o regeneración, como en el resto de componentes del motor, especialmente en regiones donde pueden aparecer discontinuidades de contacto.

- En segundo lugar, se desarrolla plenamente la metodología de cálculo sugerida por Arnau [11] que permite disminuir el coste computacional de las simulaciones mejorando o manteniendo su precisión. Se extiende a todos los elementos del motor, por lo que esta mejora es genérica para el modelo independientemente del trabajo que se realice con él, pero es de importancia crítica en los sistemas de post-tratamiento. En estos sistemas, al modelo fluidodinámico se han de añadir submodelos para el análisis de procesos específicos que suponen aumento del coste computacional. Las prestaciones de esta nueva metodología de cálculo se validan mediante la aplicación de diferentes métodos numéricos para la resolución del sistema de ecuaciones de conservación en el dominio temporal y de la frecuencia, apoyándose en medidas experimentales y resultados teóricos.

Una vez se dispone de un modelo de acción de ondas con unas características que le permiten albergar submodelos específicos para sistemas de post-tratamiento se presenta, en el Capítulo 4, el modelo de filtro de partículas Diesel de flujo de pared propuesto:

- En la primera parte del capítulo se aborda la definición conceptual del modelo. Si bien está pensado para el análisis termofluidodinámico del flujo en el filtro de partículas, tiene características adecuadas para la inclusión futura de submodelos detallados de filtrado y regeneración. En esta parte del capítulo se describen en detalle los sistemas de ecuaciones de conservación a resolver en los canales de entrada y salida, el cálculo del flujo másico a través de la pared porosa y la resolución de las condiciones de contorno de los canales por medio del Método de las Características.
- La segunda parte del capítulo se dedica a la validación experimental del modelo en banco de flujo frío estacionario. En base a estos experimentos se propone una metodología para la estimación de la porosidad y del diámetro medio de poro de la pared porosa del monolito.

- El capítulo finaliza con un estudio de sensibilidad del modelo centrado en la variación que sufre la pérdida de presión en función de incertidumbres en la definición geométrica del filtro de partículas.

La validación experimental del modelo se completa en el Capítulo 5 con experimentos en banco de flujo pulsante. La reproducción de la respuesta dinámica del filtro de partículas en estos ensayos facilita información acerca de la capacidad del modelo para comportarse adecuadamente en condiciones de flujo no-estacionario ante gradientes de presión elevados. La respuesta dinámica del modelo se analiza tanto en el dominio temporal como en el dominio de la frecuencia. A continuación, se propone un submodelo de transmisión de calor para monolitos de flujo de pared. Este submodelo proporciona la temperatura de pared de los canales en las direcciones axial y radial y, a su vez, de todo el monolito en la dirección radial. Esto último es posible gracias a la discretización del monolito que se puede realizar en haces de canales concéntricos. También incluye el cálculo de la temperatura de pared en la carcasa del filtro que recubre el monolito. Con el desarrollo de este submodelo se analiza la respuesta del filtro de partículas en condiciones de flujo real en motores de combustión interna alternativos, es decir, flujo pulsante y caliente.

Para finalizar, en el Capítulo 6 se realiza una síntesis de las principales aportaciones y conclusiones obtenidas del trabajo realizado. A partir de estas conclusiones se proponen una serie de trabajos futuros con los que dar continuidad a la línea de investigación abierta por esta tesis en el grupo CMT-Motores Térmicos.

Por claridad y para facilitar la consulta de la bibliografía a la que se hace cita a lo largo del presente trabajo, ésta se recoge ordenada al final de cada capítulo por orden de aparición y al final del documento por orden alfabético. En este último caso se indica el número de página en el que cada referencia ha sido citada.

Bibliografía

- [1] Bisset E.J. “Mathematical model of the thermal regeneration of a wall-flow monolith Diesel particulate filter”. *Chemical Engineering Science*, Vol. 39 n° 7-8, pp. 1233–1244, 1984.
- [2] Konstandopoulos A.G. “Update on simulation of Diesel particulate emission control systems”. Ulysses. Modelling and Simulation Workshop. The future propulsion as One System, Cracow, May 2009.
- [3] Konstandopoulos A.G., Kostoglou M., Vlachos N. y Kladopoulo E. “Progress in Diesel particulate filter simulation”. *SAE Technical Paper 2005-01-0946*, 2005.

-
- [4] Nakatani K., Hirota S., Takeshima S., Itoh K., Tanaka T. y Dohmae K. “Simultaneous PM and NOx reduction system for Diesel engines”. *SAE Technical Paper 2002-01-0957*, 2002.
- [5] Payri F., Desantes J.M., Galindo J. y Serrano J.R. “Colector de escape de un motor alternativo turbo sobrealimentado”. Solicitud de patente P200900482. Fecha de prioridad 13/02/2009. Oficina Española de Patentes y Marcas, 2009.
- [6] Corberán J.M. *Contribución al modelado del proceso de renovación de la carga*. Tesis Doctoral, Universidad Politécnica de Valencia, 1984.
- [7] Benson R.S. *The thermodynamics and gas dynamics of internal-combustion engines*, volume 1. Clarendon Press Oxford, 1982.
- [8] Payri F., Boada F. y Corberán J.M. “Modifications to the Method of Characteristics for the analysis of the gas exchange process in internal combustion engines”. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: Journal of Automobile Engineering*, Vol. 200 n° 4, pp. 259–266, 1986.
- [9] Payri F., Benajes J. y M.D. Chust. “Programme pour étude assistée par ordinateur de systèmes d’admission et d’échappement de moteurs”. *Entropie*, Vol. 162, pp. 17–23, 1991.
- [10] Desantes J.M., Chust M.D. y Llorens J. “Análisis comparativo de métodos numéricos para la resolución del flujo no estacionario en colectores de motores de combustión internal alternativos”. *II Congreso de Métodos Numéricos en Ingeniería F. Ambarina y M. Casteleiro (Eds.)*, 1993.
- [11] Arnau F.J. *Aportaciones al cálculo numérico para el modelado del flujo compresible unidimensional en conductos de M.C.I.A.* Tesis Doctoral, Universidad Politécnica de Valencia, Noviembre 2003.
- [12] Payri F., Benajes J. y Reyes M. “Modelling of supercharger turbines in internal-combustion engines”. *Journal of Mechanical Science*, Vol. 38 n° 8-9, pp. 835–869, 1996.
- [13] Payri F., Galindo J. y Serrano J.R. “Variable geometry turbine modelling and control for turbocharged Diesel engine transient operation”. *THIESEL 2000 Thermo-fluid-dynamic Processes in Diesel Engines, Conference Proceedings*, 2000.
- [14] Serrano J.R., Arnau F.J., Dolz V., Tiseira A. y Cervelló C. “A model of turbocharger radial turbines appropriate to be used in zero- and one-dimensional gas dynamics codes for internal combustion engines modelling”. *Energy Conversion and Management*, Vol. 49, pp. 3729–3745, 2008.
- [15] Tiseira A. *Caracterización experimental y modelado de bombeo en compresores centrífugos de sobrealimentación*. Tesis Doctoral, Universidad Politécnica de Valencia, 2008.
- [16] Galindo J., Serrano J.R., Climent H. y Arnau F.J. “New one-dimensional fluid-dynamic model for automotive intercoolers”. *8th European Automotive Congress (EAEC-FISITA), Bratislava*, 2001.
- [17] Payri F., Benajes J. y Luján J.M. “Modelo de cálculo para el waste-gate de grupos de sobrealimentación en motores térmicos”. *XI Congreso Nacional de Ingeniería Mecánica. Anales de Ingeniería Mecánica - Año 10 Vol. 2*, 1994.
- [18] Galindo J., Climent H., Guardiola C. y Doménech J. “Modeling the vacuum circuit of a pneumatic valve system”. *Journal of Dynamic Systems, Measurement, and Control*, Vol. 131, pp. 031011–1, 2009.

-
- [19] Luján J.M. *Recirculación interna de gases de combustión en motores Diesel sobrealimentados*. Tesis Doctoral, Universidad Politécnica de Valencia, 1998.
- [20] Galindo J. *Diseño de uniones de colectores de escape de motores alternativos*. Tesis Doctoral, Universidad Politécnica de Valencia, 1998.
- [21] Payri F., Reyes E. y Serrano J.R. “A model for load transients of turbocharged Diesel engines”. *SAE Technical Paper 1999-01-0225*, 1999.
- [22] Serrano J.R. *Análisis y modelado de transitorios de carga en MEC turboalimentados*. Tesis Doctoral, Universidad Politécnica de Valencia, 1999.
- [23] Payri F., Benajes J., Galindo J. y Serrano J.R. “Modelling of turbocharged Diesel engines in transient operation. Part 2: Wave action models for calculating the operation in a High Speed Direct Injection engine”. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: Journal of Automobile Engineering*, Vol. 216, pp. 479–93, 2002.
- [24] Benajes J., Luján J.M., Bermúdez V. y Serrano J.R. “Modelling of turbocharged Diesel engines in transient operation. Part 1: Insight into the relevant physical phenomena”. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: Journal of Automobile Engineering*, Vol. 216 n° 5, pp. 431–441, 2002.
- [25] Serrano J.R., Arnau F. J., Dolz V. y Piqueras P. “Methodology for characterization and simulation of turbocharged Diesel engines combustion during transient operation. Part 1: Data acquisition and post-processing”. *Applied Thermal Engineering*, Vol. 29 n° 1, pp. 142–140, 2009.
- [26] Serrano J.R., Climent H., Guardiola C. y Piqueras P. “Methodology for characterisation and simulation of turbocharged Diesel engines combustion during transient operation. Part 2: Phenomenological combustion simulation”. *Applied Thermal Engineering*, Vol. 29 n° 1, pp. 150–158, 2009.
- [27] Dolz V. *Contribución al modelado de la transmisión de calor en los MCIA y su aplicación en el aprovechamiento energético de los gases de escape durante los transitorios de carga*. Tesis Doctoral, Universidad Politécnica de Valencia, 2006.
- [28] Arrègle J., López J.J., Martín J. y Mocholí E.M. “Development of a mixing and combustion zero-dimensional model for Diesel engines”. *SAE Technical Paper 2006-01-1382*, 2006.

Capítulo 2

Estado del arte en el modelado de filtros de partículas Diesel

Contenido

2.1. Introducción	13
2.2. Tipología de los filtros de partículas Diesel	15
2.3. Principios de operación de los DPF	25
2.3.1. Parámetros de la estructura celular	26
2.3.2. Parámetros de la estructura porosa	28
2.3.3. Mecanismos de filtrado	34
2.3.4. Regeneración	36
2.4. Proceso de pérdida de presión	38
2.5. Modelos 1D termofluidodinámicos de filtros de partículas	47
2.6. Resumen	56
Bibliografía	57

2.1. Introducción

Las trampas de partículas son sistemas empleados en motores de combustión interna alternativos para capturar físicamente las partículas producidas durante el proceso de combustión en el cilindro y evitar su liberación a la atmósfera. Algunos de estos sistemas hacen uso de materiales de filtrado que

muestran eficiencias muy elevadas, frecuentemente superiores al 90 % con una durabilidad mecánica, térmica y química aceptable.

Existen diversos tipos de mecanismos de deposición de partículas que son comúnmente utilizados en equipos de separación de partículas de aplicación industrial. Estos mecanismos incluyen la deposición gravimétrica, separación centrífuga o deposición electrostática. Por un lado, los dos primeros carecen de efectividad en la captura de las partículas Diesel debido a su baja densidad y su pequeño tamaño, principalmente entre $0.01 \mu m$ y $0.1 \mu m$, tanto en los motores de la última década [1] como en los más actuales [2]. Por otro lado, las trampas electrostáticas parecen poco prácticas para su aplicación en motores Diesel. Por ello, dentro de la gran diversidad de tipos de trampas de partículas, el de mayor importancia práctica es el de los filtros de partículas Diesel.

Los mecanismos de filtrado presentes en los filtros de partículas Diesel son efectivos para el control de la fracción sólida de las partículas, incluyendo tanto partículas de carbono como cenizas. En lo referente a la fracción orgánica soluble y a los sulfatos, también computados como materia particulada (PM), la eficiencia de su filtrado depende del tipo de filtro y de las condiciones de operación. En la tabla 2.1 se indican las prestaciones generales en cuanto a capacidad de filtrado de los monolitos cerámicos de flujo de pared [3].

Tabla 2.1. Eficiencia de filtrado típica de filtros de partículas Diesel cerámicos de flujo de pared.

Fracción	Eficiencia	Comentarios
Carbono (C)	95 - 99.9 %	Filtrado físico
Fracción orgánica (SOF)	50 - 90 %	Conversión por oxidación catalítica, dependencia de la temperatura. Baja conversión en filtros no catalíticos.
Partículas de sulfato	No filtradas	La oxidación catalítica de SO_2 a SO_3 puede incrementar el SO_4 causando eficiencia negativa si se utilizan combustibles de alto contenido en azufre.
PM total	70 - 95 %	Este porcentaje crecería al 85 - 95 % o superior si los sulfatos no se considerasen en el cómputo total de PM.

Si bien es deseable una elevada eficiencia de filtrado para evitar la emisión a la atmósfera de las partículas, este requerimiento entra en conflicto con la necesidad de obtener un bajo consumo de combustible. Se debe a que el filtro de partículas representa una restricción al paso del flujo y que esta restricción es tanto más importante cuanto mayor sea la cantidad de partículas acumulada.

La literatura sobre emisiones contaminantes en automoción, y más específicamente la que se centra en su control, abarca una gran cantidad de información acerca de las prestaciones de los filtros de partículas Diesel. El estudio de la pérdida de presión, la regeneración, la composición y estructura porosa, la durabilidad térmica y mecánica, la desactivación de los catalizadores o la fabricación de los monolitos son algunos de los temas que suscitan mayor interés. Otros como la transmisión de calor o los aspectos acústicos son temas menos frecuentes o transversales.

En este capítulo se van a presentar los principios básicos de operación de los filtros de partículas Diesel de flujo de pared, dado que el objetivo final de este trabajo es el desarrollo de un modelo para la predicción de la pérdida de presión en este tipo de filtros capaz de operar integrado en un modelo de acción de ondas para el modelado de motores de combustión interna alternativos. La atención se centra sobre los fenómenos fluidodinámicos que contribuyen a la pérdida de presión y sobre el estado del arte de los modelos matemáticos descritos en la literatura para su cálculo. Para una mejor comprensión de los mismos, previamente se van a describir los tipos de filtros de partículas de mayor importancia que se han propuesto hasta la actualidad. Posteriormente se definirán los principales parámetros geométricos de los filtros de partículas Diesel de flujo de pared así como conceptos básicos relacionados con los procesos de filtrado y regeneración.

2.2. Tipología de los filtros de partículas Diesel

En el sector de la automoción existe una amplia variedad de tipos de filtros de partículas Diesel. En una primera clasificación, destacan los ya mencionados monolitos de flujo de pared, pero también tienen importancia otros como los cartuchos de fibras cerámicas, las espumas cerámicas, las fibras metálicas o los metales sinterizados.

La tipología del filtro de partículas Diesel, entendiendo ésta como combinación de materiales y estructura geométrica, afecta tanto a las prestaciones como a la durabilidad. Su misión es la captura física de las partículas sólidas contenidas en el flujo de gases de escape y retenerlas hasta que puedan ser

eliminadas mediante un proceso de regeneración, periódico o continuo. Para alcanzar este objetivo de manera eficiente los materiales utilizados en los filtros de partículas Diesel han de cumplir los siguientes requerimientos:

- Alta eficiencia de filtrado, tanto en masa como en número de partículas.
- Pérdida de presión reducida, tanto en condiciones limpias como con acumulación de partículas y cenizas, con escasa dispersión en el tiempo para un flujo másico y una carga de partículas dadas.
- Temperatura máxima de operación elevada.
- Capacidad de acumulación de partículas elevada.
- Resistencia al choque térmico.
- Integridad mecánica.
- Estabilidad química: resistencia a los componentes de los gases de escape, incluyendo sulfuros, baja reactividad con los componentes de las cenizas y resistencia a la oxidación.
- Compatibilidad con los sistemas de regeneración: impregnación de catalizadores, aditivos en el combustible, etc.
- Ausencia de generación de emisiones secundarias, como pudieran ser la pérdida de fibras, el incremento de las emisiones gaseosas propias de los motores Diesel (CO , HC , NO_2 , etc.) o la introducción de nuevas emisiones contaminantes como las dioxinas.
- Ausencia de efectos adversos sobre la seguridad del vehículo, la conducción, la emisión de ruido, las vibraciones, etc.
- Larga vida útil y elevada durabilidad.
- Bajo coste, tanto del proceso de fabricación como de mantenimiento.

Los diferentes diseños empleados en la fabricación de los filtros de partículas Diesel poseen ventajas y desventajas inherentes a su uso, lo que a su vez estimula la continuidad en el estudio de nuevas soluciones. En la tabla 2.2 Murtagh [4] ofrece una estimación de la implantación en el mercado del transporte, tanto de vehículos pesados como ligeros, de las diferentes tipologías de filtros de partículas.

Tabla 2.2. Estimación de la implantación en el mercado de los diferentes tipos de filtros de partículas Diesel [4].

Tipología	Implantación [%]
Monolito cerámico de flujo de pared	70
Fibras cerámicas	25
Metal sinterizado	4
Otros	1

De la información facilitada por Murtagh se desprende que un mercado tan polarizado hacia el uso de los monolitos de flujo de pared fortalece el interés por su estudio, tanto en el ámbito experimental como en aplicaciones de modelado. No obstante, es conveniente conocer las características más relevantes de los principales filtros de partículas Diesel pues en ellas se encuentra la justificación a la clara apuesta de los fabricantes y contribuyen a dar mayor solidez a todos los esfuerzos dirigidos al desarrollo de herramientas que tienen como propósito la mejora de los sistemas ya existentes.

Monolitos cerámicos de flujo de pared

La tipología más extendida de filtro de partículas Diesel es el denominado monolito de flujo de pared o DPF. Se trata de una estructura cerámica extruida, generalmente cilíndrica, con un gran número de canales paralelos de una reducida sección transversal, típicamente cuadrada, que atraviesan axialmente el monolito. El diseño de los monolitos de flujo de pared, derivado de los substratos catalíticos (catalizador de oxidación) utilizados también en automoción, fue desarrollado por *Corning Inc.* en cooperación con empresas de la industria de la automoción [5]. La primera patente para este diseño fue otorgada en 1981 a *General Motors* [6].

A diferencia de los catalizadores de oxidación, los canales en los monolitos de flujo de pared tienen sus extremos sellados alternativamente, de manera que se fuerza al flujo a pasar a través de la pared porosa, que actúa como medio filtrante.

Los monolitos de flujo de pared son normalmente extrusiones fabricadas a partir de materiales cerámicos porosos. Los dos materiales empleados más asiduamente en filtros comerciales son la corderita y el carburo de silicio, cuya formulación química y principales fabricantes [7] se detallan en la tabla 2.3.

Tabla 2.3. *Materiales comerciales para monolitos de flujo de pared.*

Material	Fórmula	Principales fabricantes
Corderita	$2MgO - 2Al_2O_3 - 5SiO_2$	Corning, NGK, Denso, Hitachi Metals
Carburo de silicio	SiC	Ibiden, NGK, Saint-Gobain, NoTox, Liq-Tech
Titanato de aluminio	Al_2TiO_5	Corning

La corderita es una cerámica sintética desarrollada para su uso en catalizadores de oxidación y posteriormente adaptada a aplicaciones de filtrado. Se caracteriza por poseer un coeficiente de expansión térmica muy reducido, lo que la convierte en un material muy resistente a ciclos térmicos muy severos. También exhibe una elevada resistencia a la temperatura ($\sim 1200^\circ\text{C}$) y buenas características mecánicas. Ha sido ampliamente utilizada en motores Diesel de gran cilindrada para transporte pesado por carretera o transporte interurbano de pasajeros.

El carburo de silicio cuenta con una gran diversidad de aplicaciones industriales. Desde hace largo tiempo se utiliza como abrasivo, material semiconductor, etc. En los últimos años se ha introducido su aplicación al filtrado de partículas en motores Diesel, principalmente para vehículos ligeros de pasajeros, debido a su gran resistencia a la temperatura ($\sim 1800^\circ\text{C}$). Sus principales desventajas son un mayor coeficiente de expansión térmica que la corderita y un mayor coste. Posee una conductividad térmica muy superior a la de la corderita, lo que contribuye a mejorar el comportamiento frente a choque térmico. No obstante, en la figura 2.1 se observa que los monolitos de carburo de silicio se fabrican mediante la unión de varios segmentos, a diferencia de los monolitos fabricados en corderita. De esta manera se compensa la desventaja asociada al mayor coeficiente de expansión térmica. Esta característica contribuye también al aumento de la durabilidad de este material frente a choque térmico [8].

Finalmente, un material de filtrado de uso comercial de última generación es el titanato de aluminio, empleado principalmente en la fabricación de monolitos implantados en vehículos ligeros de pasajeros.

Con respecto a otros tipos de filtro de partículas Diesel, los monolitos de flujo de pared se caracterizan por una mayor capacidad de filtrado al poseer

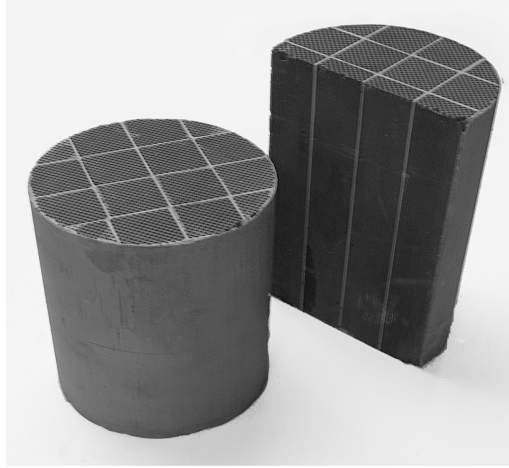


Figura 2.1. Monolito cerámico de flujo de pared de carburo de silicio y corte diametral.

un gran área superficial de filtrado por unidad de volumen en contacto con el flujo másico de los gases de escape. Además, presentan una distribución de poros muy uniforme debido al control minucioso que se lleva a cabo durante el proceso de fabricación. La porosidad (ε) del substrato se encuentra normalmente entre el 35 % y el 50 %, mientras que el tamaño medio de los poros (d_p) está dentro de un rango que usualmente va de 10 a 20 μm [7]. Como orden de magnitud, puede referirse la información de Konstandopoulos *et al.* [9], que realizan un estudio paramétrico acerca del filtrado transitorio en monolitos de flujo de pared considerando un medio poco poroso aquel con $\varepsilon = 40\%$ y $d_p = 12\mu m$ y un medio de muy elevada porosidad aquel con $\varepsilon = 70\%$ y $d_p = 40\mu m$.

Otra de las características importantes de los monolitos de flujo de pared es su elevada eficiencia de filtrado, que llega a alcanzar el 99 %. El filtrado en los monolitos de flujo de pared se produce a partir de la combinación de dos regímenes de funcionamiento: el filtrado de lecho profundo y el filtrado superficial. El filtrado de lecho profundo es el proceso dominante en los filtros limpios, en los que las partículas se depositan en el interior de la pared porosa entre dos canales. A medida que se incrementa la acumulación de partículas en el filtro comienza a formarse una capa de partículas sobre la superficie de dicha pared dentro de los canales de entrada y el filtrado superficial se convierte entonces en el proceso que prevalece.

Entre las desventajas de los monolitos de flujo de pared está que, pese a que su pérdida de presión es reducida, ésta aumenta con una tasa de crecimiento constante una vez se forma la capa de partículas. En última instancia puede conducir a la completa obstrucción del paso del flujo. Para evitarlo es necesario un adecuado diseño de los sistemas y estrategias de regeneración empleadas. En éstas se habrá de prever la eliminación de picos de temperatura durante la combustión de las partículas a fin de evitar el perjuicio sobre la durabilidad del filtro.

Fibras cerámicas

Son varios los tipos de fibras cerámicas resistentes a elevada temperatura que se han empleado en el diseño de medios filtrantes de partículas Diesel. Una de las tipologías de diseño de mayor calado es la de los cartuchos de fibras cerámicas fabricados con fibras de hilo de empaquetado continuo alrededor de un soporte de acero. Otra solución es la basada en la fabricación de láminas delgadas a modo de papel o tela de fibras cerámicas.

Los métodos de regeneración de los filtros de fibras cerámicas incluyen los aditivos de catalizadores en el combustible, los quemadores de combustible o las resistencias eléctricas. Sin embargo, como gran desventaja aparece la imposibilidad de impregnar directamente las fibras cerámicas con catalizadores. En vista de las ventajas de los sistemas de regeneración pasivos, la incompatibilidad de este tipo de filtros con los catalizadores presenta una importante desventaja de cara a la ampliación de su uso comercial.

Además, en este tipo de filtros surge la posibilidad de incurrir en la emisión de fibras cerámicas al ambiente. Estos fragmentos pueden llegar a emitirse en multitud de circunstancias, desde el inicio de la puesta en funcionamiento del filtro, pasando por condiciones de operación regular, hasta el colapso final del filtro [10]. Dependiendo de las características geométricas y otras propiedades de las fibras, su emisión puede tener consecuencias sobre la salud, lo que supone una desventaja añadida.

A continuación se describen las dos variantes de filtros de fibras cerámicas comentados:

Fibras cerámicas de empaquetado continuo. Uno de los diseños más comunes con fibras cerámicas es el de tipo cartucho, que fue desarrollado por *3M* [11] y que consiste en una capa de fibras continuas dispuestas alrededor de un conducto metálico perforado. El flujo de gases de escape entra en una

vasija sellada en la que tiene como única salida pasar al interior del conducto perforado atravesando la capa de fibra porosa.

Existen otras propuestas, cuyas diferencias son que utilizan tejidos de fibra cerámica con estructura de diamante [12] o bien hacen uso de hilo metálico generando una estructura en espiral como soporte para la capa de fibras.

Los principales problemas de este diseño son la dificultad en la eliminación de las cenizas debido a su acumulación entre las fibras cerámicas y su reducida temperatura máxima de operación, alrededor de los 900 °C.

Láminas de fibras cerámicas. Un diseño alternativo consiste en conformar las fibras cerámicas en láminas delgadas. Esto se consigue por medio de un proceso de fabricación similar al utilizado en la industria papelera pero en este caso seguido de la exposición del medio poroso a elevadas temperaturas. Son muchos los diseños de cartucho de fibras cerámicas basados en la utilización de láminas de fibras cerámicas, como por ejemplo los de medio poroso plegado [13]. En este tipo de filtros, al igual que en los filtros de fibras cerámicas de empaquetado continuo, se opera en régimen de filtrado de lecho profundo. Sin embargo, a diferencia de éstos, a medida que aumenta la cantidad de partículas acumuladas puede generarse una capa donde se produce el filtrado superficial.

Los filtros de medio poroso plegado han sido propuestos para su uso en filtros de partículas Diesel de regeneración eléctrica [14]. Como material se seleccionaron fibras cerámicas de carburo de silicio, mostrando una eficiencia de filtrado en limpio alrededor del 65 % que aumentó hasta el 90 % en condiciones de elevada acumulación de partículas. La durabilidad de este prototipo en autobuses urbanos fue de 40000 km.

Miller *et al.* [15] proponen un filtro de flujo de pared basado en el uso de fibras de carburo de silicio cubierto de alúmina. El medio poroso se basa en la variación de la longitud de las fibras de alúmina, cuyo diámetro es del orden de 3 μm . En su proceso de fabricación se prepara una lechada acuosa que contiene las fibras de alúmina, fibras orgánicas y aglomerante termoplástico soluble en agua. Esta lechada se conforma en láminas flexibles que se dejan secar. Esta etapa de fabricación finaliza cubriendo el medio resultante con una resina aglomerante. Una vez se alcanza el secado, se somete a la lámina a un proceso de combustión a 1000 °C y se aplica un recubrimiento de carburo de silicio por medio de un proceso químico de deposición de vapor. El filtro resultante posee una estructura estable hasta temperaturas entre 650 °C y 700 °C. Por último, se generan los elementos de filtrado, de estructura celular y flujo de pared. Los canales adyacentes poseen sus extremos alternativamente sellados, forzando al flujo a pasar a través de las paredes. Los canales son de

sección transversal triangular de lado entre 3 mm y 5 mm y una longitud que puede variar entre 70 mm y 350 mm [16].

Espumas cerámicas

Aunque en la actualidad gozan de un menor atractivo, las estructuras de espumas rígidas cerámicas, cuya tipología se muestra a modo de ejemplo en la figura 2.2, han sido ampliamente investigadas para su uso como filtros de partículas Diesel en el pasado.

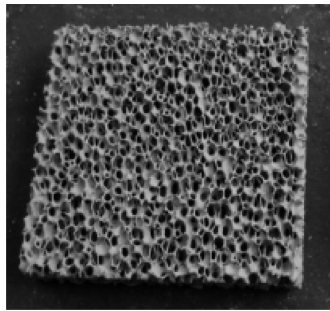


Figura 2.2. Substrato genérico de espuma cerámica.

Los filtros de partículas Diesel de espumas cerámicas tienen características muy dispares con respecto al resto de filtros cerámicos descritos. Poseen poros esféricos grandes y abiertos, cuyo diámetro varía entre 250 μm y 500 μm [17]. La espuma cerámica se obtiene impregnando una matriz de espuma de poliuretano con una pasta cerámica. La matriz obtenida es entonces calcinada para descomponer el poliuretano, obteniéndose la citada estructura cerámica rígida. Al igual que los monolitos de flujo de pared, se fabrican tanto en corderita como en carburo de silicio y poseen la capacidad de ser catalizadas [18].

Las razones de la pérdida de interés en este tipo de soluciones son sus bajas eficiencias de filtrado, usualmente con máximos entre el 60% y el 70%. Además, debido a las características de su estructura porosa poseen baja capacidad para mantener acumuladas las partículas. La solución para evitar su emisión a la atmósfera pasa por aumentar el volumen del filtro. Producto de la estructura porosa, de grandes poros, son sus débiles características mecánicas y baja resistencia al choque térmico.

Filtros metálicos

El atractivo de los filtros de partículas fabricados con materiales metálicos reside en su compatibilidad con una amplia variedad de métodos de regeneración, desde la impregnación de catalizadores (no en todos los tipos) a métodos eléctricos. Además todos los filtros fabricados con materiales metálicos se caracterizan por tener una conductividad térmica superior a la de las cerámicas. Esta propiedad permite reducir el peligro de obtener puntos calientes en la estructura filtrante. Contribuye también a disponer de una distribución de temperatura más uniforme, por lo que la regeneración comenzará en un área más amplia.

Entre los inconvenientes de los filtros de partículas metálicos se encuentra el riesgo potencial de corrosión, situación poco común en filtros cerámicos. Otra desventaja es la reducida superficie de filtrado en comparación con aquella que poseen los monolitos cerámicos de flujo de pared. La pérdida de presión sin acumulación de partículas es inferior a la que presentan los monolitos cerámicos de flujo de pared. Sin embargo, a medida que aumenta el nivel de acumulación de partículas, la pérdida de presión en los filtros metálicos aumenta afectando críticamente a las prestaciones del motor [19]. Otro inconveniente relevante a su uso es la elevada porosidad, circunstancia que se traduce en la expulsión al ambiente de gran parte de las partículas previamente filtradas.

Fibras metálicas. Los filtros metálicos de partículas Diesel basados en el empleo de fibras están fabricados por paquetes de mallas o lanas metálicas. En este tipo de estructuras prima el filtrado en lecho profundo.

En algunos diseños, el metal se cubre con alúmina con objeto de mejorar la eficiencia de recolección de partículas. Esta solución, que hace uso de lana de acero, fue desarrollada por *Texaco* [20] y alcanzaba una eficiencia de filtrado entre el 50 % y el 70 % [21]. La eficiencia de filtrado inicial se incrementaba a medida que la masa de partículas acumuladas aumentaba, hasta alcanzar un pico máximo a partir del cual la eficiencia volvía a reducirse. La reducción de la eficiencia se explicaba por la expulsión al ambiente de aglomerados de partículas previamente recolectadas. Además, la masa de partículas expulsadas al exterior aumentaba con el tiempo a medida que aumentaba la acumulación en el filtro.

Ya a finales de la década de los 90, la empresa *Bekaert* [22] desarrolló un filtro de lana metálica en la que el medio filtrante era una lana sinterizada que consistía en filamentos metálicos alargados con diámetro medio de 21 μm fabricados en una aleación de hierro y cromo con adición de itrio. El

uso de estos materiales permite obtener resistencia a la corrosión hasta una temperatura de 1000 °C. Las láminas de esta lana conformaban cartuchos plegados que podían ser regenerados por medios eléctricos en los que la propia lana actuaba como resistencia eléctrica [23].

También *Bekaert* [24] propone un medio poroso de fibra metálica plegable con estructura tridimensional fabricada en aleación de hierro, cromo y aluminio. Al aplicarlo al filtrado de partículas Diesel, éste tiene lugar únicamente dentro del medio poroso (filtrado en lecho profundo) con una elevada capacidad de acumulación de partículas y cenizas, peso ligero y niveles bajos de pérdida de presión.

Metales sinterizados. Los polvos de metales sinterizados muestran una elevada eficiencia de filtrado frente a las partículas emitidas por los motores Diesel. El diseño más común es el basado en láminas de malla de acero inoxidable recubierta de polvos metálicos mediante procesos de sinterizado. Entre láminas adyacentes se estampan una serie de protuberancias que garantizan la existencia de espacio para el paso del flujo.

En este tipo de filtros las propiedades mecánicas son controladas por la malla metálica, mientras que los parámetros propios del medio poroso son dependientes del polvo metálico y del proceso de sinterizado. La porosidad suele encontrarse en torno al 50% y el tamaño medio de los poros alrededor de los 10 μm .

Los filtros de metales sinterizados no pueden ser catalizados aunque sí han sido ensayados con aditivos en el combustible [25, 26], con los cuales parecen ser compatibles. En estas condiciones de uso son más resistentes a las cenizas que otros tipos de substratos. En los últimos años han sido analizadas configuraciones con catalizadores de oxidación en estudios de simulación computacional. Los resultados obtenidos han impulsado el desarrollo de prototipos para profundizar en el estudio del sistema [27].

Otro diseño es el propuesto por Ban [28], en el que se utilizan láminas delgadas de tejido metálico alternadas con láminas metálicas corrugadas con disposición en espiral. La entrada al área corrugada se sella alternativamente en los extremos opuestos, convirtiendo esta estructura en un filtro del tipo flujo de pared. A medida que el flujo de gases de escape pasa a través de la tela metálica, las partículas quedan atrapadas sobre los filamentos metálicos y los pelos de alúmina con que se recubren estos últimos.

Filtros de papel

Otra posibilidad ensayada en el pasado para el filtrado de partículas Diesel ha sido el uso de filtros de cartuchos de papel plegados, a modo de los filtros de aire del mismo material utilizados en el sistema de admisión. Los filtros de papel exhiben una eficiencia de filtrado muy próxima al 100%. Sin embargo, estas estructuras requieren que el gas de escape se encuentre a baja temperatura. Existen dos consideraciones elementales relacionadas con la temperatura en este tipo de filtros:

- La durabilidad mecánica del medio filtrante.
- La posibilidad de aparición de llama. A este respecto, el límite de temperatura máxima se encuentra entre 80 °C y 120 °C [29].

De ambas consideraciones se deduce la necesidad de que la aplicación de este tipo de medios filtrantes vaya asociada a la disipación de una elevada cantidad de calor de los gases de escape [30]. No obstante, en atmósferas explosivas, como en minas de carbón, en las que los vehículos empleados poseen un límite en la temperatura máxima de emisión de gases de escape, los filtros de papel para partículas Diesel han encontrado un nicho de utilización [31].

Como posible mejora a este tipo de filtros se exploró la posibilidad de hacer uso de papeles sintéticos, ya que ofrecen mejores características mecánicas permitiendo incrementar la temperatura de operación máxima. No obstante, esta solución no mejora las condiciones ante posibilidad de incendio en el filtro, que continúa siendo un riesgo en la seguridad de carácter crítico. Por ello, pese a su estudio y desarrollo [32] esta posibilidad fue finalmente abandonada.

2.3. Principios de operación de los filtros de partículas Diesel de flujo de pared

De acuerdo a lo expuesto en el apartado anterior, resumido en la tabla 2.4, se puede concluir que los monolitos cerámicos de flujo de pared o DPF aúnan el mejor equilibrio entre ventajas e inconvenientes ligados a su uso. Se justifica así su mayor implantación comercial, y de ambas circunstancias (prestaciones y uso comercial) el interés por su estudio. Como paso previo al análisis de las diferentes contribuciones a la pérdida de presión en este tipo de filtros se van a definir los parámetros que permiten determinar las principales características de su geometría micro- y macroscópica y los principales fenómenos físicos de operación.

Tabla 2.4. Cuadro resumen con las características más relevantes de las principales familias de filtros de partículas Diesel. 1.- Monolito cerámico de flujo de pared; 2.- Fibras cerámicas; 3.- Filtro metálico.

Tipología	Resistencia a choque térmico	$T_{m\acute{a}x}$ [°C]	Capacidad de filtrado	Eficiencia filtrado [%]	Flexibilidad regeneración
1	Alta	1200-1800	Alta	> 95	Máxima
2	Baja	700-900	Pérdida de fibras	65-90	No es posible el uso de catalizadores impregnados
3	Alta	1000	Emisión de partículas recolectadas	20 - 70	En algunos casos, no es posible el uso de catalizadores impregnados

2.3.1. Parámetros de la estructura celular

La definición de la configuración geométrica de los DPF requiere la introducción de una serie de parámetros macroscópicos. La configuración más habitual de los canales es la de sección transversal cuadrada simétrica, idéntica tanto en canales de entrada como de salida.

Debido a ello y por brevedad, los parámetros celulares del filtro se van a definir en relación a este tipo de geometría, teniendo en cuenta que deberían ser adaptados a otros tipos de secciones, como pudiera ser cualquiera de las asimétricas mostradas en la figura 2.3. El interés de las geometrías asimétricas es disponer de mayor sección transversal en los canales de entrada del monolito [33–35], lo que incrementa la capacidad de acumulación de cenizas y, por tanto, disminuye la frecuencia entre operaciones de mantenimiento.

En los canales de sección cuadrada, las características del monolito pueden expresarse en función del espesor de la pared porosa y del diámetro hidráulico de la sección transversal del canal, que coincide con el valor de su lado.

La densidad de celdas del monolito (σ), definida como el número de canales por unidad de área de la sección transversal, se determina para canales cuadrados por medio de la ecuación 2.1, donde α es el lado del canal y w_w el espesor de la pared porosa. La unidad de medida de la densidad de celdas

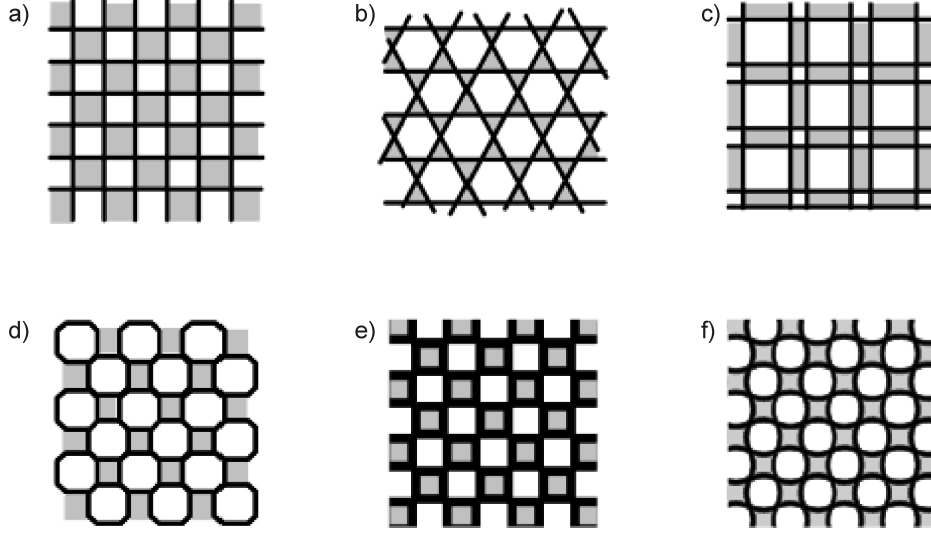


Figura 2.3. Tipos de canales. a) Cuadrado; b) Hexagonal/Triangular; c) Cuadrado/rectangular; d) Octogonal/cuadrado; e) Cuadrado asimétrico; f) Celda ondulada.

es $1/m^2$, pero en la industria se utiliza ampliamente el número de celdas por pulgada cuadrada, representada comúnmente como *cpsi*¹.

$$\sigma = \frac{1}{(\alpha + w_w)^2} \quad (2.1)$$

A partir de la densidad de celdas del monolito y conociendo el área de su sección transversal, el número de canales que posee se puede calcular como

$$N_{canales} = A_t \sigma \quad (2.2)$$

suponiendo que la densidad de celdas está expresada en $1/m^2$. De expresarse ésta en *cpsi*, la ecuación 2.2 debería multiplicarse por 1550 para tener en cuenta la conversión de unidades de medida. De aquí es sencillo obtener la fracción abierta del área frontal del monolito (*OFA*) a partir de la expresión:

$$OFA = \frac{A_{abierta}}{A_t} = \frac{\alpha^2 N_{c.entrada}}{A_t} = \frac{\alpha^2 \sigma}{2} = \frac{\alpha^2}{2(\alpha + w_w)^2} \quad (2.3)$$

¹Del inglés *cells per square inch*.

Otro parámetro de interés es la superficie específica de filtrado del monolito, que se define como la relación entre el área de la superficie intersticial de los poros por unidad de masa o por unidad de volumen del monolito. En el caso de los DPF acostumbra a hacerse uso de la expresión por unidad de volumen,

$$S_p = \frac{A_f}{V_{filtro}} \quad (2.4)$$

en la que S_p es la superficie específica, A_f es el área de filtrado y V_{filtro} el volumen del filtro de partículas. La correcta representación de este parámetro, o en su defecto del área de filtrado, es clave en todo modelo fluidodinámico de filtros de partículas. Para ello ha de considerarse que el área de filtrado se obtiene directamente haciendo uso de la ecuación 2.5,

$$A_f = 4\alpha(L - l_s) N_{c.entrada} \quad (2.5)$$

donde L es la longitud de los canales y l_s la longitud de sellado del extremo final de los canales. Estas magnitudes, junto con el lado del canal, α , y el espesor de la pared porosa, w_w , se representan sobre un par de canales entrada-salida en la figura 2.4.

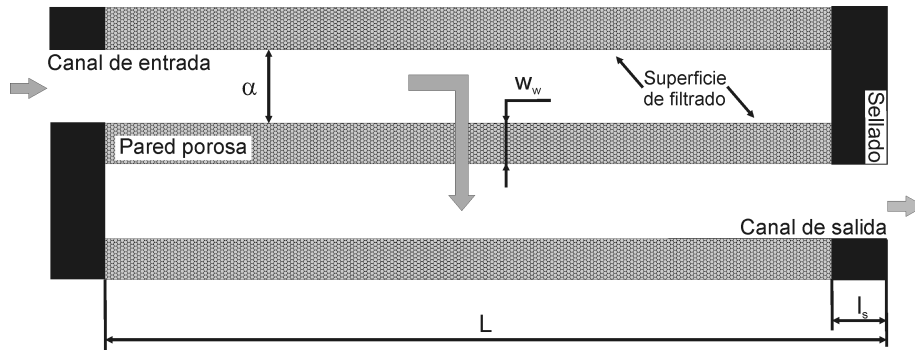


Figura 2.4. Geometría de la estructura celular en un filtro de partículas Diesel de flujo de pared.

2.3.2. Parámetros de la estructura porosa

Además de conocer la geometría macroscópica del monolito es preciso definir una serie de parámetros relacionados con el medio poroso, donde se dis-

tinguen propiedades macroscópicas derivadas de características microscópicas de la estructura porosa.

Los parámetros macroscópicos del medio poroso son aquellas propiedades que están completamente determinadas por la estructura porosa y no dependen de ninguna otra propiedad. Es el caso de la porosidad y la permeabilidad, que representan el comportamiento medio de una muestra que contiene muchos poros. Aunque existen otros parámetros macroscópicos [36], a continuación se van a definir aquellos que poseen interés en el estudio termofluidodinámico de los filtros de partículas.

Porosidad y tamaño de poro

La porosidad es la fracción del volumen aparente de la muestra porosa que está ocupada por poros o espacio vacío. Es decir, el volumen vacío total dividido por el volumen total ocupado por la matriz sólida y los espacios vacíos.

Existen tres tipos diferentes de poros:

- Los poros interconectados, que forman una fase continua dentro del medio poroso, es decir, aquellos que se encuentran conectados a más de un espacio vacío a través de orificios. La fracción de volumen de los poros interconectados se conoce como porosidad efectiva.
- Los poros aislados o no-interconectados, que se pueden encontrar dispersos y no contribuyen al transporte de materia a través del medio poroso.
- Los poros ciegos o finales, que son aquellos espacios vacíos que están interconectados únicamente por una abertura a otro poro y cuya contribución al transporte de materia puede considerarse despreciable.

En los monolitos de flujo de pared, de los que ya se ha indicado que cuentan con un proceso de fabricación muy controlado, la presencia de poros aislados o ciegos es muy reducida. De ahí que al hablar simplemente de porosidad puede entenderse como porosidad efectiva. Por otro lado, la geometría de los poros se define generalmente como esférica de diámetro d_p . Esto es una idealización, ya que la forma de los poros no es regular. Scheidegger [37] propone que el diámetro del poro corresponda al de una esfera que representa la sección transversal del poro. Obtenido el valor de este diámetro en diferentes poros de la muestra de medio poroso a caracterizar, el diámetro medio de poro se determina aplicando una media aritmética sobre dichos valores.

Para cualquier tipo de filtro de partículas Diesel, la porosidad y el diámetro medio de los poros, junto con otras propiedades como la distribución de tamaño de poro o la interconectividad entre los mismos, determinan la capacidad para el filtrado de partículas. Estas propiedades y la geometría celular del monolito determinan la pérdida de presión. La necesidad de una elevada eficiencia de filtrado, que requiere de baja porosidad y reducido tamaño de poro, se opone a la premisa de obtener una reducida pérdida de presión. Otras características como la ausencia de poros ciegos o buena interconectividad contribuyen tanto a una elevada eficiencia de filtrado como a la disminución de la pérdida de presión.

Las propiedades del poro también afectan a las propiedades mecánicas y térmicas del sustrato. Existe compensación entre porosidad y propiedades mecánicas: los sustratos de tamaño medio de poro más pequeño y menor porosidad son más resistentes que los de mayor porosidad y tamaño medio de poro.

En el apartado 2.2 ya se han ofrecido los órdenes de magnitud de porosidad y diámetro medio de poro de los medios porosos presentes en los DPF. Los primeros monolitos de flujo de pared, introducidos durante la década de los 80, tenían poros de hasta $35 \mu\text{m}$ de diámetro. Con el fin de maximizar la eficiencia de filtrado, el tamaño de los poros se fue reduciendo, encontrándose en el rango de entre $10 \mu\text{m}$ y $15 \mu\text{m}$ en la década de los 90. En la actualidad, es necesario considerar el sistema de catálisis aplicado sobre el monolito [38, 39]:

- Filtros no catalizados, utilizados con estrategias de regeneración basadas en el uso de aditivos en el combustible. El principal requerimiento de estos filtros es una elevada acumulación de partículas, por lo que hacen uso de una porosidad de entre el 40% y el 45% con poros de entre $10 \mu\text{m}$ y $15 \mu\text{m}$ de diámetro.
- Filtros catalizados, utilizados en sistemas regenerados mediante métodos pasivos. Estos filtros requieren una porosidad de entre el 50% y 55% y poros de diámetro mayor al caso anterior ($\sim 20\mu\text{m}$) por tener que albergar al catalizador ($\sim 0.005 \text{ g/cm}^3$ de carga) y proveer, tras serle éste añadido, una reducida pérdida de presión.
- Los filtros de partículas que incorporan la adsorción de NO_x requieren cargas de recubrimiento muy elevadas, probablemente superiores a 0.01 g/cm^3 . De ahí que su porosidad suela ser superior al 60% (se ha reportado una porosidad del 65% donde la principal limitación era la disminución de las prestaciones mecánicas del filtro [40]) y el diámetro medio de poro se encuentre entre $20 \mu\text{m}$ y $25 \mu\text{m}$.

Permeabilidad

El concepto de permeabilidad es el término que surge para definir la conductividad de un medio poroso, refiriéndose ésta como la capacidad de penetración de un fluido newtoniano. La permeabilidad, empleada en este sentido, es de utilidad limitada ya que su valor en la misma muestra de medio poroso puede variar con las propiedades del fluido y del mecanismo de penetración. Es más útil científicamente separar el parámetro que mide la contribución del medio poroso a la conductividad e independizarlo de las propiedades del fluido y de los mecanismos de filtrado. Esta magnitud es la que se conoce como permeabilidad específica, pero es referida comúnmente en la literatura, por simplicidad, como *permeabilidad*. La permeabilidad posee un valor único determinado por las características de la estructura porosa y se define a través de la ley de Darcy,

$$-\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\mu}{k} u_w \quad (2.6)$$

donde p representa la presión, μ es la viscosidad dinámica del fluido newtoniano, u_w es la velocidad de filtrado y k representa la permeabilidad medida en m^2 .

La velocidad de filtrado u_w se define como la relación entre el caudal volumétrico y el área de la sección transversal del medio poroso atravesada por el flujo. En la literatura sobre filtros de partículas Diesel de flujo de pared, al término velocidad de filtrado se le denomina *velocidad de pared* o *velocidad a través del medio poroso*. Estos serán los términos que se utilizarán en este trabajo para referirse a esta magnitud. Su definición no debe confundirse con la definición de la velocidad intersticial o de poro, que se relaciona con la velocidad de pared a través de la porosidad:

$$u_{poro} = \frac{u_w}{\varepsilon} \quad (2.7)$$

En la ley de Darcy, la influencia que posee la estructura porosa sobre la pérdida de presión está controlada por el término de la permeabilidad, cuyo valor es función de la porosidad y del diámetro medio de poro.

En medios porosos de lecho constituido por partículas esféricas en los que la porosidad es baja y la distribución de tamaño de poros se encuentra dentro de un rango reducido, Rumpf y Gupte [41] muestran que la permeabilidad se puede calcular en función de la porosidad y del diámetro de la unidad colectora (d_c), para lo que proponen la siguiente correlación:

$$k = \frac{\varepsilon^{5,5}}{5,6} d_c^2 \quad (2.8)$$

El diámetro de la unidad colectora permite representar el área superficial de los granos del medio poroso y es función de la porosidad y del diámetro medio de los poros [36]. Para lechos de partículas esféricas se obtiene como:

$$d_c = \frac{3(1-\varepsilon)}{2\varepsilon} d_p \quad (2.9)$$

La expresión propuesta por Rumpf y Gupte fue obtenida en un rango de porosidad de entre el 37 % y el 65 %. Para medios porosos de porosidad mayor, la correlación propuesta por Carman-Kozeny es más apropiada, especialmente si la porosidad se encuentra alrededor del 80 % [42]:

$$k = \frac{\varepsilon^3}{180(1-\varepsilon)^2} d_c^2 \quad (2.10)$$

Dado que las paredes de los monolitos de flujo de pared son asimilables a lechos de partículas esféricas, ambas correlaciones han sido propuestas para su aplicación a DPF. Sin embargo en lugar de hacer uso del diámetro de la unidad colectora, se aplicaba el diámetro medio de los poros [42]. Por otro lado, Konstandopoulos *et al.* [43] proponen tres funciones de la porosidad para el cálculo de la permeabilidad en monolitos de flujo de pared, respetando, como las correlaciones anteriores, la forma más universal para el cálculo de la permeabilidad [36, 37]:

$$k = f(\varepsilon) d_c^2 \quad (2.11)$$

Las tres funciones de la porosidad propuestas en [43], donde se indica que su uso es indistinto en el rango de porosidad de los filtros de partículas de flujo de pared, se muestran en la ecuación 2.12. Se trata de una corrección al factor hidrodinámico de Kuwabara [44] (f_1), de una corrección a la función de Carman-Kozeny (f_2) y de una correlación exponencial obtenida a partir de datos experimentales (f_3). El factor hidrodinámico de Kuwabara, definido en la ecuación 2.13, es una función de la porosidad presente en la descripción de la distribución del flujo sobre la superficie colectora durante el proceso de filtrado en medios porosos de partículas esféricas [45].

$$f_1(\varepsilon) = 0,02 \frac{f_{Kuwabara}(\varepsilon)}{1-\varepsilon}$$

$$f_2(\varepsilon) = \frac{\varepsilon^3}{585(1-\varepsilon)^2} \quad (2.12)$$

$$f_3(\varepsilon) = 0,018\varepsilon^{4,34}$$

donde

$$f_{Kuwabara}(\varepsilon) = 2 - \frac{9}{5}(1-\varepsilon)^{\frac{1}{3}} - \varepsilon - \frac{1}{5}(1-\varepsilon)^2 \quad (2.13)$$

En la figura 2.5 se muestra la comparación entre las tres funciones de la porosidad propuestas en la ecuación 2.12. Como indican Konstandopoulos *et al.* [43], los resultados aportados por cada una de estas funciones son muy similares, lo que hace que su uso sea indistinto. No obstante, se observa que la función f_1 , relacionada con el factor hidrodinámico de Kuwabara, aporta valores intermedios a las funciones f_2 y f_3 .

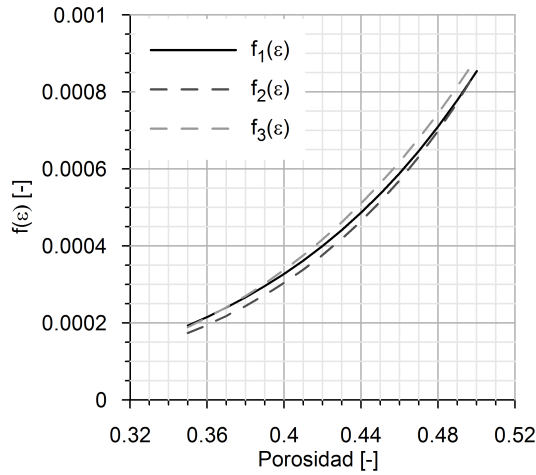


Figura 2.5. Comparación de las funciones de la porosidad mostradas en la ecuación 2.12.

Por otra parte, cuando el camino libre medio de las moléculas del gas se aproxima al diámetro de la unidad colectora es necesario considerar el efecto de deslizamiento del flujo sobre la pared en la resistencia a su paso. Este fenómeno está relacionado con el número de Knudsen local, función del camino libre medio del gas, ϕ :

$$K_n = \frac{2\phi}{d_c} \quad (2.14)$$

De este modo, debido a que la velocidad de las moléculas del gas en contacto con la pared es distinta de cero, la resistencia del medio poroso al paso del flujo disminuye y es preciso introducir la correspondiente corrección sobre el valor de la permeabilidad. Esta corrección, que alcanza valores superiores al 5% en función del diámetro medio de poro y de la temperatura del gas, consiste en multiplicar el valor de la permeabilidad por el valor del factor corrector de Stokes-Cunningham (SCF) [46].

$$SCF = 1 + K_n \left(1,257 + 0,4e^{\frac{-1,1}{K_n}} \right) \quad (2.15)$$

2.3.3. Mecanismos de filtrado

La acumulación de partículas en cualquier tipo de filtro de partículas Diesel se basa en la separación de las partículas contenidas en el gas de escape por deposición sobre una superficie colectora. Este proceso de separación requiere el paso del flujo a través de una barrera porosa en la que las partículas queden retenidas.

Como se ha comentado en la descripción de las principales tipologías de filtros de partículas, éstos pueden ser clasificados como filtros de lecho profundo o filtros superficiales en función del régimen de filtrado dominante. Ambos tipos de filtrado se combinan en los DPF y se representan esquemáticamente en la figura 2.6. El diámetro medio de los poros en los filtros de lecho profundo es mayor al tamaño medio de las partículas retenidas. Las partículas quedan depositadas sobre el medio poroso debido a la combinación de varios mecanismos de filtrado profundo, cada uno de los cuales está dominado por diferentes tipos de fuerzas.

El filtrado en lecho profundo está controlado por tres mecanismos de deposición de aerosoles [47]:

- Deposición por difusión. Es función del movimiento browniano de las partículas más pequeñas, particularmente de aquellas con un diámetro inferior a $0.3 \mu m$. Estas partículas no se mueven uniformemente a lo largo de las líneas de corriente, sino que se difunden desde el flujo hasta la superficie del elemento colector y quedan depositadas en él.
- Deposición por intercepción. Adquiere importancia en partículas de tamaño aproximado $1 \mu m$ que son capaces de mantenerse dentro de su línea de corriente. A medida que las partículas se aproximan al elemento colector, las partículas contenidas en la línea de corriente del gas tienden

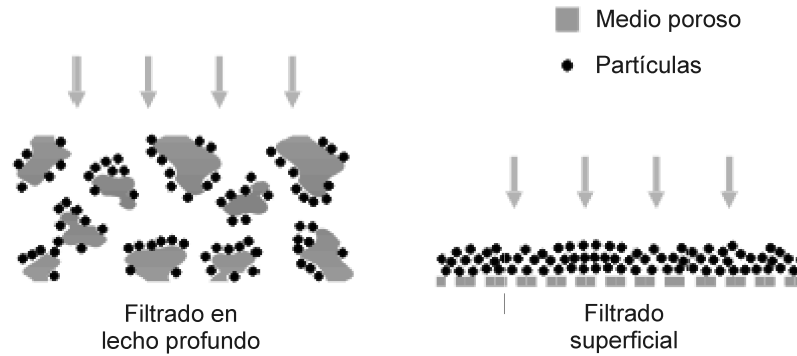


Figura 2.6. Tipos de filtrado en filtros de partículas Diesel de flujo de pared.

a seguir la trayectoria de ésta. Sin embargo, si estas líneas de corriente pasan cerca de la superficie colectora, las partículas, debido a su tamaño, pueden llegar a colapsar contra ella.

- **Deposición por impacto.** También denominada deposición inercial, se produce cuando el tamaño de las partículas es superior a $1 \mu\text{m}$ y su velocidad es elevada, de manera que la partícula no es capaz de seguir la línea de corriente del gas, sale de ésta e impacta contra la superficie colectora, quedando depositada sobre ella sin influencia de la difusión browniana o de fenómenos de intercepción.

El tipo de filtrado predominante en los DPF es el de lecho profundo. Solo cuando los poros de la pared se encuentran obstruidos debido a una elevada acumulación comienza a generarse la capa de partículas que cubre la pared porosa. Ello conduce a un proceso de realimentación por el que el filtrado superficial va adquiriendo importancia. En régimen de filtrado superficial el diámetro medio de los poros es menor que el diámetro medio de las partículas y éstas quedan depositadas sobre la superficie por mecanismo de tamizado.

El filtrado en lecho profundo presenta un gradiente de presiones en función de la masa de partículas acumulada superior al que existe en el filtro cuando el régimen de filtrado dominante es el superficial. Una vez alcanzado éste, el aumento de la pérdida de presión se comporta linealmente con el aumento de masa acumulada. Es decir, en condiciones de funcionamiento sin regeneración y con flujo másico constante, la pérdida de presión se comporta linealmente con el aumento del espesor de la capa de partículas.

2.3.4. Regeneración

Todos los filtros de partículas son diseñados para acumular una cierta cantidad de partículas. A medida que el filtro comienza a estar sobrecargado las partículas crean una obstrucción tal al paso del flujo que ésta se manifiesta en un incremento excesivo de la pérdida de presión. Por lo tanto, es necesario disponer de los mecanismos necesarios para poder iniciar el proceso de regeneración y asegurar así un funcionamiento del sistema con una influencia mínima sobre el consumo de combustible. La capacidad de acumulación de partículas en la mayoría de los filtros es, en el mejor de los casos, equivalente al funcionamiento del motor durante varios días. Por ello, algunos filtros de partículas Diesel se regeneran de manera continua o bien periódicamente pero con una frecuencia elevada.

Las temperaturas del gas y de las paredes del monolito son los parámetros de mayor importancia de entre todos aquellos con influencia sobre el proceso de regeneración. La oxidación de las partículas de carbono es un proceso químico cuya tasa de reacción puede describirse por medio de las leyes de la cinética de las reacciones químicas. De nuevo, pueden establecerse analogías entre la oxidación de las sustancias en los gases de escape en los catalizadores de oxidación y la oxidación de las partículas en los filtros, especialmente si operan en régimen de regeneración continua.

En comparación con los catalizadores de oxidación, el flujo en los filtros de partículas posee mayor tiempo de residencia para que pueda producirse la oxidación completa de las partículas de mayor tamaño. Al igual que ocurre con los gases, la tasa de oxidación de las partículas crece con la temperatura y decrece, posiblemente hasta cero, a bajas temperaturas. Sin embargo, al contrario de lo que ocurre en los catalizadores de oxidación, la materia que no es oxidada no puede abandonar el filtro de partículas. En su lugar, las partículas no oxidadas se acumulan hasta que cambien las condiciones de operación y se incremente la tasa de oxidación por el aumento de temperatura del gas. Una función importante del filtro de partículas es contar con sistemas que prevean y corrijan una excesiva acumulación de partículas que pudiera exceder la capacidad de diseño. Esto se consigue por medio de la combinación de diversos tipos de sistemas de regeneración. Algunos de los principales sistemas de regeneración descritos en la literatura [19, 48, 49] son los citados en la figura 2.7.

Frente a los filtros de partículas desechables, de utilidad únicamente en nichos de mercado muy concretos, los sistemas de regeneración se clasifican principalmente en sistemas pasivos, es decir, aquellos en los que se alcanzan las condiciones para que la regeneración tenga lugar sin medios auxiliares, y

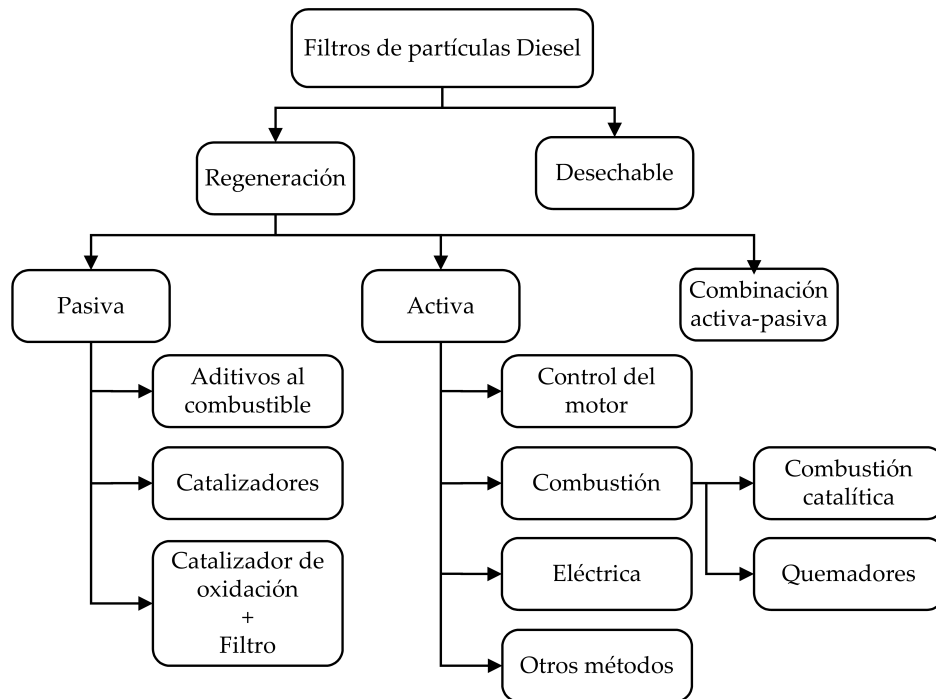


Figura 2.7. Clasificación de los sistemas de regeneración.

los sistemas activos, que son aquellos en los que para completar el proceso de regeneración es necesario emplear otros sistemas auxiliares, como el control del sistema de inyección, quemadores adicionales, resistencias eléctricas, etc. En realidad, de las investigaciones realizadas y de la experiencia acumulada se desprende que los sistemas de regeneración pasivos no son suficientes y que es necesario el diseño de estrategias de regeneración que combinen ambos tipos de sistemas.

En el ámbito del estudio de la regeneración la captura de cenizas inorgánicas resulta también relevante. El problema que suscitan las cenizas es que son incombustibles y no pueden ser eliminadas del filtro por medio de la regeneración. Aún cuando la proporción de cenizas es muy inferior a la de partículas de carbono, su acumulación causa un incremento gradual de la pérdida de presión en el filtro a lo largo de su vida útil. A fin de evitar este problema, es necesario someter al filtro a operaciones de mantenimiento, tales como el lavado con agua o el cambio del sentido del flujo a través del monolito.

2.4. Proceso de pérdida de presión

La pérdida de presión en los DPF es el resultado de la interacción fluido-dinámica entre el flujo de gases de escape con sus características específicas (flujo másico, temperatura, emisión de partículas) y atributos propios al filtro (longitud, diámetro, densidad de celdas, espesor, estructura porosa y permeabilidad de la pared, longitud del sellado de los canales y nivel de acumulación).

De esta interacción, la pérdida de presión global que se produce resulta ser la superposición de diversas contribuciones individuales a la misma:

- Pérdida de presión debido al paso del flujo a través de la pared porosa, incluyendo en ésta la posible acumulación de partículas en lecho profundo.
- Pérdida de presión en la capa de partículas sobre la superficie de la pared porosa si el nivel de acumulación es elevado.
- Pérdida de presión por la fricción entre el flujo y las paredes de los canales.
- Contracción del flujo en los canales de entrada, denominado *efecto de entrada*.
- Expansión del flujo en los canales de salida, denominado *efecto de salida*.

Las contribuciones a la pérdida de presión de los conos de entrada y salida al filtro de partículas se consideran componentes del sistema global y no del monolito, por lo que no suelen abordarse en los análisis de la pérdida de presión [43, 50, 51].

A medida que el flujo de gases de escape se aproxima y entra en el filtro de partículas, viaja a través de varias zonas donde dominan patrones fluido-dinámicos de diversa índole. Algunos obedecen a la ley de Darcy mientras que otros representan procesos de fricción o contracciones y expansiones locales. Todos estos comportamientos se dan individualmente en diferentes zonas del monolito, tal y como se representa en la figura 2.8. En la zona 1, el flujo de gases de escape se aproxima hacia los canales del filtro de partículas. Éstos se encuentran alternativamente sellados, de modo que el flujo se contrae localmente en los canales de entrada. Este efecto de entrada es particularmente importante si se tiene en cuenta que el orden de magnitud del área frontal abierta se encuentra alrededor del 30-35% [7, 50, 52].

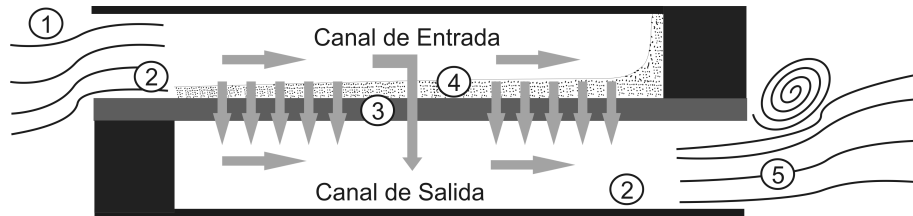


Figura 2.8. Contribuciones a la pérdida de presión en monolitos de flujo de pared.

Una vez el flujo penetra en el canal de entrada (zona 2) atraviesa la zona adyacente al sellado de los canales de salida, en la que no se produce filtrado y dominan las pérdidas por fricción. La fricción sigue afectando a lo largo del canal de entrada. En la región de filtrado, parte del flujo continúa avanzando en dirección axial mientras que cierta fracción atraviesa, en caso de que el filtro esté limpio, la pared porosa (zona 3). Alcanzado cierto nivel de acumulación de partículas, el flujo atravesaría previamente la capa de partículas (zona 4). El flujo sufre una pérdida de presión a su paso a través del medio poroso que está controlada por la ley de Darcy. El sellado del canal de entrada en su extremo final fuerza a que todo el flujo de gases de escape atravesase el medio poroso para introducirse en el canal de salida. En éste el flujo está sometido principalmente a la pérdida de presión debida al proceso de fricción con las paredes, primero en la región de filtrado y posteriormente en la región adyacente al sellado de los canales de entrada.

A la salida del monolito, los flujos entre canales de salida vecinos interactúan entre sí formando remolinos. Este efecto de salida provoca la desaceleración del flujo debido a la expansión que sufre por el aumento de la sección transversal aguas abajo del monolito.

A continuación se analiza la contribución de cada uno de los fenómenos descritos sobre la pérdida de presión global del filtro de partículas Diesel de flujo de pared. También se detallan expresiones aplicadas en modelos 0D para su cálculo aproximado en función de las condiciones del flujo a la entrada del monolito y de parámetros geométricos del filtro de partículas.

Pérdidas de presión debidas al paso del flujo a través de la pared porosa. De acuerdo a la ley de Darcy, el paso de flujo a través de un medio poroso genera una pérdida de presión que es directamente proporcional a la viscosidad dinámica del fluido, el espesor del medio poroso y la velocidad de pared e inversamente proporcional a la permeabilidad:

$$\Delta p_w = \frac{\mu u_w w_w}{k_w} \quad (2.16)$$

La velocidad de pared u_w se define como la relación entre el caudal volumétrico y el área de la sección transversal del medio poroso. Despreciando la longitud de sellado (l_s), se tiene:

$$u_w = \frac{Q}{4L\alpha N_{c.entrada}} \quad (2.17)$$

En la ecuación 2.17, Q es el caudal volumétrico de gases de escape que entra al filtro de partículas. Además, teniendo en cuenta las expresiones para el cálculo del número de canales de entrada y el volumen del filtro,

$$N_{c.entrada} = \frac{\pi D^2 \sigma}{4 \cdot 2} \quad (2.18)$$

$$V_{filtro} = \frac{\pi D^2}{4} L \quad (2.19)$$

y la definición de la densidad de celdas dada en la ecuación 2.1, la ecuación 2.16 puede expresarse para la pared porosa en función del caudal de gases de escape y la geometría del filtro de partículas [46]:

$$\Delta p_w = \frac{\mu Q}{2V_{filtro}} (\alpha + w_w)^2 \left(\frac{w_w}{k_w \alpha} \right) \quad (2.20)$$

Para filtros limpios, sin acumulación de partículas, la permeabilidad de la pared porosa, k_w , es la permeabilidad de la pared porosa limpia; en filtros con acumulación de partículas, k_w representa la permeabilidad de la pared porosa contando con la acumulación de partículas en lecho profundo.

Pérdidas de presión debidas a la fricción entre el flujo y la pared porosa. El movimiento del fluido cerca de las paredes sólidas genera fricción que resulta en la pérdida de presión. En el caso del flujo a través de los canales del monolito, la velocidad es bidireccional, con una componente axial y una componente perpendicular al medio poroso. La primera induce una pérdida de presión por fricción con la pared porosa, mientras que la segunda penetra en la pared generando la pérdida de presión controlada por la ley de Darcy.

Los esfuerzos viscosos sobre la pared porosa del filtro de partículas son muy similares a los que aparecen en paredes sólidas, ya que el gasto que pasa

a través de la pared es pequeño. Por lo tanto, para su cálculo se hace uso de una correlación para flujo totalmente desarrollado en canales cuadrados corrigiéndose el factor de fricción por ser la pared porosa [53, 54]. Así la pérdida de presión por fricción en un canal cuadrado se calcula con la ecuación 2.21 [55, 56]:

$$\Delta p_{fric} = \frac{2}{3} F_w \frac{\mu u}{\alpha^2} L \quad (2.21)$$

En la ecuación 2.21, la constante es obtenida experimentalmente por Konstandopoulos y Johnson [55] y surge de que la velocidad en el canal no es constante en toda su longitud; F_w es un coeficiente que representa la transferencia de cantidad de movimiento en canales cuadrados debido a la inyección (canal de entrada) o succión (canal de salida) a través del medio poroso [54, 55]:

$$\begin{aligned} \text{Canal de entrada} \quad F_w &= 2F_{inyección} C_{f,0} Re \\ \text{Canal de salida} \quad F_w &= 2F_{succión} C_{f,0} Re \end{aligned} \quad (2.22)$$

El coeficiente $C_{f,0}$ que aparece en la ecuación 2.22 es un coeficiente de transferencia de cantidad de movimiento en un canal no poroso; Re es el número de Reynolds en el interior del canal; $F_{inyección}$ y $F_{succión}$ son factores correctores sobre $C_{f,0}$ para tener en cuenta el efecto de la inyección y de la succión respectivamente en canales porosos. De los trabajos de Raithby [57] y Bejan [58] se concluye que una buena aproximación para monolitos de flujo de pared de filtros de partículas Diesel es asumir $F_{inyección} = F_{succión} = 1$. Usando la correlación de Rosner [54] para flujo totalmente desarrollado en canales cuadrados se obtiene:

$$C_{f,0} Re = 14,227 \quad (2.23)$$

Por lo tanto, $F_w = 28.454$ tanto en canales de entrada como de salida.

Si en los canales de entrada del monolito no hay acumulación de partículas sobre la superficie porosa y teniendo en cuenta que la velocidad en el canal viene dada por

$$u = \frac{Q}{N_{c.entrada} \alpha^2} = \frac{8Q}{\pi D^2 \sigma \alpha^2} \quad (2.24)$$

la pérdida de presión debida a la fricción del flujo con las paredes puede obtenerse, para todo el filtro, como:

$$\Delta p_{fric} = \frac{\mu Q}{V_{filtro}} (\alpha + w_w)^2 \frac{4F_w L^2}{3\alpha^4} \quad (2.25)$$

Haciendo lo propio con los canales de salida, la pérdida de presión por fricción en los canales del monolito se puede evaluar como:

$$\Delta p_{fric} = \frac{\mu Q}{V_{filtro}} (\alpha + w_w)^2 \frac{8F_w L^2}{3\alpha^4} \quad (2.26)$$

donde la ecuación 2.25 ha sido multiplicada por 2.

En el caso de que el filtro de partículas se encuentre en régimen de filtrado superficial, la sección transversal de los canales de entrada se ve modificada por el espesor de la capa de partículas sobre la pared porosa y en este caso se obtiene la expresión [46]:

$$\Delta p_{fric} = \frac{\mu Q}{V_{filtro}} (\alpha + w_w)^2 \frac{4F_w L^2}{3} \left[\frac{1}{(\alpha - 2w_p)^4} + \frac{1}{\alpha^4} \right] \quad (2.27)$$

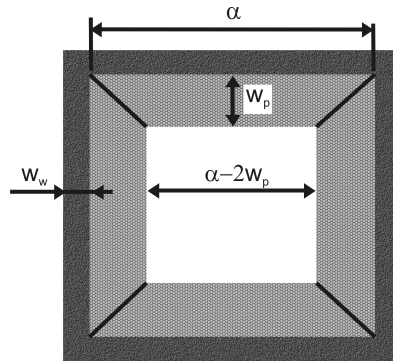


Figura 2.9. Sección transversal de un canal de entrada en el que se ha formado una capa de partículas sobre el medio poroso.

Como se muestra en la figura 2.9, w_p representa el espesor de la capa de partículas formada sobre la pared porosa. Realizando un balance de masa, el espesor de dicha capa puede evaluarse en función de la masa de partículas acumulada, de su densidad y de la geometría del filtro como:

$$w_s = \frac{\alpha - \sqrt{\alpha^2 - \frac{m_p}{N_{c_entrada}(L-l_s)\rho_p}}}{2} \quad (2.28)$$

donde m_p es la masa de partículas acumulada sobre la pared porosa y ρ_p es la densidad de empaquetado de la capa de partículas formada. Generalmente, el valor de ρ_p suele obtenerse por ajuste del modelo para obtener la pérdida de presión del filtro medida experimentalmente [59].

Pérdidas de presión debidas al paso del flujo a través de la capa de partículas. La capa de partículas que se forma sobre la superficie de la pared porosa de los canales de entrada del monolito supone una resistencia adicional al paso del flujo. Esta contribución a la pérdida de presión global no está presente en filtros de partículas limpios o con baja acumulación. Dado que la capa de partículas formada es porosa, esta pérdida de presión puede ser calculada aplicando la ley de Darcy.

En la figura 2.9 se observa que la sección transversal de la capa de partículas es trapezoidal. A medida que el flujo pasa a través de esta capa sufre una expansión por el incremento del área en sentido perpendicular a la pared porosa. Por ello, para obtener la contribución a la pérdida de presión de la capa de partículas es necesario integrar la ley de Darcy a lo largo su espesor. Expresando la velocidad a través de la pared en función del caudal volumétrico y los parámetros geométricos del monolito, se obtiene

$$\begin{aligned} \Delta p_p &= \frac{\mu}{k_p} \int_0^{w_p} u_w(z) dz = \frac{\mu}{k_p} \int_0^{w_p} \frac{Q}{A(z)} dz = \\ &= \frac{\mu Q}{4LN_{c.ent}k_p} \int_0^{w_p} \frac{1}{\alpha - 2w_p + 2z} dz = \frac{\mu Q}{2V_{filtro}} (\alpha + w_w)^2 \left[\frac{1}{2k_p} \ln \left(\frac{\alpha}{\alpha - 2w_p} \right) \right] \end{aligned} \quad (2.29)$$

donde k_p es la permeabilidad de la capa de partículas.

Pérdidas de presión en la entrada y la salida del monolito. En general, la mayor contribución a la pérdida de presión en el monolito se produce en el paso del flujo a través del mismo. Sin embargo, debido a que la sección transversal del filtro presenta canales alternativamente sellados, el área frontal abierta se reduce drásticamente. De esta forma, a la entrada, el flujo experimenta una contracción que contribuye a la pérdida de presión del conjunto. En la salida del monolito se produce el proceso opuesto. Tiene lugar un proceso de expansión en el que se generan vórtices que contribuyen a la pérdida de

presión. Sumando los coeficientes de pérdida de presión (contracción y expansión) y refiriendo éstos a las condiciones del flujo de entrada al monolito, esta pérdida de presión puede representarse como

$$\Delta p_{contr/expan} = \zeta_t \frac{\rho u^2}{2} \quad (2.30)$$

donde ζ_t es el coeficiente de pérdida de presión englobando tanto la contracción como la expansión y ρ y u representan la densidad y la velocidad media en los canales de entrada del monolito. En función del caudal volumétrico y de la geometría del filtro, esta pérdida de presión, considerando que no existe capa de partículas sobre la pared porosa, se calcula como [60]:

$$\Delta p_{contr/expan} = \frac{\rho Q^2}{V_{filtro}^2 \alpha^2} (\alpha + w_w)^4 2\zeta_t \left(\frac{L}{\alpha}\right)^2 \quad (2.31)$$

Konstandopoulos *et al.* [60] realizaron un estudio sobre las pérdidas de presión que tienen lugar a la entrada y salida del monolito. Demostraron que la información existente en la literatura acerca de la evaluación del coeficiente de pérdidas de presión por contracción y expansión del flujo en conductos o placas perforadas da lugar a una minoración de la pérdida de presión que realmente tiene lugar. Además, constataron las dificultades para la obtención de su valor a partir de resultados experimentales. Ante estos resultados, llevaron a cabo un estudio CFD que reveló que las líneas de corriente a la entrada del monolito son suaves y libres de perturbaciones. Sin embargo, a la salida del monolito se forman pares de remolinos contrarrotantes.

A partir de este estudio, se cuantificó cuál es la contribución aproximada de estas pérdidas de presión. Una de las principales conclusiones fue que las pérdidas a la salida del monolito doblan las que tienen lugar a la entrada, con tendencia a igualarse lentamente a medida que aumenta el número de Reynolds. En cuanto a la pérdida de presión global del filtro de partículas, la contribución de la contracción y expansión es fuertemente dependiente del número de Reynolds y puede oscilar entre el 10 % y el 50 % [50].

Contribución del efecto Forchheimer. El efecto Forchheimer es una contribución, generalmente de pequeña magnitud, a la pérdida de presión del filtro de partículas debida a la resistencia adicional de la pared porosa cuando la velocidad de filtrado es apreciablemente elevada. Esta contribución viene dada por

$$\Delta p_F = \beta_F \rho u_w^2 w \quad (2.32)$$

donde β_F es el coeficiente de Forchheimer. La obtención experimental de este coeficiente es compleja. Dado que este término adquiere importancia con flujo de alta velocidad, la pérdida de presión que produce se enmascara con otras contribuciones inerciales, como la contracción y expansión a la entrada y salida del monolito.

La manera más sencilla de aproximar el coeficiente de Forchheimer es hacerlo mediante el uso de correlaciones. Únicamente la ecuación de Ergun, que se aplica a lechos de partículas esféricas [36], posee validación experimental:

$$\beta_F = \frac{1,75}{d_c} \frac{(1 - \varepsilon)}{\varepsilon^3} \quad (2.33)$$

Expresando la velocidad a través del medio poroso en función del caudal volumétrico y parámetros geométricos del filtro de partículas, suponiendo que no existe capa de partículas sobre la pared porosa, la pérdida de presión debida al efecto de Forchheimer puede evaluarse como [46]:

$$\Delta p_F = \frac{\rho Q^2}{V_{filtro}^2 \alpha^2} (\alpha + w_w)^4 \frac{\beta_F w_w}{4} \quad (2.34)$$

Para filtros de partículas Diesel de flujo de pared, con valores de porosidad y diámetro medio de poro típicos ($\varepsilon \sim 45\%$, $d_p \sim 10 - 30 \mu m$) y el flujo másico que trasiegan en condiciones normales de operación, la contribución a la pérdida de presión del efecto de Forchheimer puede considerarse despreciable [60].

Pérdida de presión global en el filtro de partículas. Si se consideran cada una de las contribuciones anteriores se obtiene una expresión con la cual es posible estimar la pérdida de presión que tendrá el filtro de partículas en función de las condiciones de operación (caudal volumétrico, densidad y viscosidad del gas) y de los parámetros geométricos del monolito y de la estructura porosa.

Si el filtro de partículas está limpio o con acumulación de partículas únicamente en el interior de la pared porosa, se tiene que

$$\Delta p_{filtro} = \frac{\mu Q}{2V_{filtro}} (\alpha + w_w)^2 \left[\frac{w_w}{k_w \alpha} + \frac{8F_w L^2}{3\alpha^4} \right] +$$

$$+ \frac{\rho Q^2}{V_{filtro}^2 \alpha^2} (\alpha + w_w)^4 \left[\frac{\beta_F w_w}{4} + 2\zeta_t \left(\frac{L}{\alpha} \right)^2 \right] \quad (2.35)$$

mientras que cuando se alcanza un grado de acumulación elevado y se forma la capa de partículas sobre la pared porosa, la expresión para la pérdida de presión en el filtro, admitiendo despreciable la influencia del efecto de Forchheimer sobre la capa de partículas, adquiere la forma [50]:

$$\begin{aligned} \Delta p_{filtro} = & \frac{\mu Q}{2V_{filtro}} (\alpha + w_w)^2 \left[\frac{w_w}{k_w \alpha} + \frac{1}{2k_p} \ln \left(\frac{\alpha}{\alpha - 2w_p} \right) + \right. \\ & \left. \frac{4F_w L^2}{3} \left(\frac{1}{(\alpha - 2w_p)^4} + \frac{1}{\alpha^4} \right) \right] + \\ & + \frac{\rho Q^2}{V_{filtro}^2 \alpha^2} (\alpha + w_w)^4 \left[\frac{\beta_F w_w}{4} + 2\zeta_t \left(\frac{L}{\alpha} \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (2.36)$$

De las ecuaciones 2.35 y 2.36 se deduce que la relación entre pérdida de presión del filtro de partículas y caudal volumétrico varía linealmente con el caudal volumétrico que trasiega el filtro de partículas:

$$\frac{\Delta p_{filtro}}{Q} = bQ + a \quad (2.37)$$

Tanto el valor de a como de b es posible determinarlo a partir de ensayos experimentales con flujo estacionario que relacionen la pérdida de presión y el caudal volumétrico. Por otra parte, para el caso concreto del filtro de partículas limpio, de la ecuación 2.35 se determina que el valor de a está relacionado con parámetros geométricos del monolito, la viscosidad del gas (μ) y la permeabilidad de la pared porosa (k_w):

$$a = \frac{\mu}{2V_{filtro}} (\alpha + w_w)^2 \left[\frac{w_w}{k_w \alpha} + \frac{8F_w L^2}{3\alpha^4} \right] \quad (2.38)$$

Si el valor de a ha sido obtenido experimentalmente, la permeabilidad de la pared porosa es la única magnitud desconocida y por tanto la ecuación 2.38 permite estimar su valor.

2.5. Modelos unidimensionales de filtros de partículas Diesel de flujo de pared

En el apartado 2.4 se han descrito las diferentes contribuciones a la pérdida de presión en filtros de partículas Diesel de flujo de pared y se han desarrollado las expresiones necesarias para su estimación rápida mediante un modelo 0D.

Sin embargo, para calcular de forma más precisa los diferentes procesos que acontecen en el interior de los monolitos de flujo de pared es preciso plantear un modelo que describa el comportamiento termofluidodinámico del flujo en la dirección axial de los canales y que cuente con la influencia del flujo que atraviesa el medio poroso en la dirección perpendicular.

Modelo de Bisset

Bisset [61] presenta un modelo matemático de la regeneración en base a la resolución del sistema no lineal de ecuaciones diferenciales que describen la conservación de la masa, de la cantidad de movimiento y de la energía en los canales del monolito.

En este modelo se asume que todas las propiedades del gas en la sección transversal de entrada al monolito son constantes en toda la sección pero función del tiempo y que las paredes exteriores del monolito están perfectamente aisladas en la periferia. Con estas hipótesis, todos los canales de entrada al monolito poseen el mismo comportamiento y quedan representados por la resolución de únicamente uno de ellos. El mismo razonamiento es aplicable a los canales de salida. De esta forma, el modelo resuelve el comportamiento del flujo únicamente en un par de canales entrada-salida. Dado que el dominio de la solución es la longitud del canal, en este modelo no se realiza ningún cálculo acerca de las pérdidas de presión por la contracción y expansión que sufre el flujo en la entrada y salida del monolito; tampoco en los conos de entrada y salida al filtro de partículas.

Se resuelve el sistema de ecuaciones de conservación para flujo estacionario, unidimensional (1D) y compresible en los canales:

- **Ecuación de conservación de la masa**

- Canal de entrada

$$\frac{\partial}{\partial x} (\rho_e u_e) = -\frac{4}{\alpha} \rho_{g_w} u_w \quad (2.39)$$

- Canal de salida

$$\frac{\partial}{\partial x} (\rho_s u_s) = \frac{4}{\alpha} \rho_{g_w} u_w \quad (2.40)$$

En las ecuaciones 2.39 y 2.40, ρ_{g_w} representa la densidad del gas que atraviesa el medio poroso. Debido al paso de flujo a través del medio poroso, que supone una pérdida de flujo másico en el canal de entrada y una ganancia en el canal de salida, en las ecuaciones de conservación de la masa aparece un término adicional dependiente de la resistencia que este medio ofrece al paso del flujo. De esta forma, se introduce en el modelo la velocidad del flujo a través de la pared porosa que es determinada por la ley de Darcy (2.16) y el efecto Forchheimer (2.32). En el modelo que propone Bisset, en el canal de entrada no se considera la variación de la sección debido al espesor de la capa de partículas que se forma cuando la pared porosa se satura.

■ **Ecuación de conservación de la cantidad de movimiento**

- Canal de entrada

$$\frac{\partial p_e}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} (\rho_e u_e^2) = -F_w \mu (T_e) \frac{u_e}{\alpha^2} \quad (2.41)$$

- Canal de salida

$$\frac{\partial p_s}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} (\rho_s u_s^2) = -F_w \mu (T_s) \frac{u_s}{\alpha^2} \quad (2.42)$$

Los dos términos a la izquierda de la igualdad representan las fuerzas de presión y el transporte convectivo de cantidad de movimiento en la dirección axial. El término de la derecha representa la pérdida de cantidad de movimiento debido a la fricción del gas con las paredes porosas en canales cuadrados. Es importante notar que no existe transporte de cantidad de movimiento a través del medio poroso ya que se asume que el flujo atraviesa éste perpendicularmente y por tanto no existe componente axial de la cantidad de movimiento transportada hacia la pared.

■ **Ecuación de conservación de la energía**

La ecuación de la energía a resolver en los canales del monolito es

$$c_{p_g} \nabla (\rho u T) = -\nabla q \quad (2.43)$$

donde se ha asumido despreciable la velocidad del flujo a lo largo del canal. Esta ecuación ha de ser discretizada en la dirección axial. La

transmisión de energía por conducción en la dirección axial se considera también despreciable frente al término convectivo. Por otro lado, se introduce el efecto de la transmisión de calor por convección entre el gas que fluye por el canal y la pared porosa y se tiene en cuenta el flujo entálpico asociado al flujo que pasa a través de la pared porosa.

Con respecto a la temperatura de la pared, T_w , se asume que es constante en todo el espesor del medio poroso, incluyendo a la capa de partículas. La temperatura del gas procedente del canal de entrada que atraviesa la pared porosa se supone que se encuentra a la temperatura de pared.

- Canal de entrada

$$c_{p_g} \left[\frac{\partial}{\partial x} (\rho_e u_e T_e) + \frac{4}{\alpha} \rho_{g_w} u_w T_w \right] = h_e \frac{4}{\alpha} (T_w - T_e) \quad (2.44)$$

- Canal de salida

$$c_{p_g} \left[\frac{\partial}{\partial x} (\rho_s u_s T_s) - \frac{4}{\alpha} \rho_{g_w} u_w T_w \right] = h_s \frac{4}{\alpha} (T_w - T_s) \quad (2.45)$$

La formulación del modelo se completa con la ecuación de la resistencia al paso del flujo a través del medio poroso y con el balance de energía sobre la pared porosa. En este balance se considera la acumulación de calor sobre el medio poroso, tanto en la pared como en la capa de partículas si existiese, el calor liberado durante la regeneración, la transmisión de calor por convección entre el gas que fluye por los canales y las paredes porosas y la transmisión de calor por conducción en sentido axial a través del medio poroso. De esta forma, se tiene que

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho_p w_p c_{p_p} T_w + \rho_w w_w c_{p_w} T_w) = & -h_e (T_w - T_e) - h_s (T_w - T_s) + \\ & + \dot{q}'_{reg} + k_p \frac{\partial}{\partial x} \left(w_p \frac{\partial T_w}{\partial x} \right) + k_w w_w \left(\frac{\partial^2 T_w}{\partial x^2} \right) \end{aligned} \quad (2.46)$$

donde c_{p_w} y c_{p_p} son las capacidades caloríficas de la pared porosa y de la capa de partículas respectivamente, ρ_w es la densidad de la pared porosa, \dot{q}'_{reg} es el calor liberado por unidad de área y de tiempo en la regeneración y k_w y k_p representan la conductividad térmica de la pared porosa y la capa de partículas respectivamente.

Las ecuaciones de cierre del modelo son las tres ecuaciones de estado de los gases ideales aplicadas a cada una de las tres interfases consideradas, es

decir, al canal de entrada, al canal de salida y al medio poroso. El trabajo de Bisset se completa con la inclusión de un submodelo de regeneración que permite evaluar el espesor de la capa de partículas sobre la pared porosa.

Modelo de Konstandopoulos y Johnson

Konstandopoulos y Johnson [55] proponen un modelo con solución analítica para condiciones de funcionamiento sin acumulación de partículas con el objetivo de estudiar la pérdida de presión y el filtrado durante la fase de operación inicial del filtro.

Se trata de un modelo 1D en la dirección axial del flujo que incluye en las ecuaciones de conservación de la masa el flujo perpendicular que pasa a través de la pared porosa. Además, se parte de la hipótesis de que durante la operación del motor en condiciones estacionarias y en ausencia de regeneración (condición de aplicación del modelo) la temperatura del gas se mantiene constante entre la entrada y salida, de modo que el flujo se asume isoterma.

Dado que la acumulación, en su fase inicial, se produce esencialmente en el interior de la pared porosa, no se considera la posible formación de la capa de partículas sobre ésta.

Por último, al igual que en el modelo de Bisset, se asume que en la sección transversal de entrada al monolito las propiedades del flujo son constantes y que el monolito se encuentra perfectamente aislado en su periferia (en sentido radial). Por ello, el comportamiento de todos los canales de entrada y salida queda perfectamente representado por la simulación de un único par de canales entrada-salida. El dominio de la solución coincide, de nuevo, con la longitud de los canales, por lo que este modelo tampoco atiende al problema de la contracción y expansión que sufre el flujo en la entrada y salida del monolito.

Con estas hipótesis previas, el sistema de ecuaciones diferenciales a resolver representa flujo estacionario, unidimensional, incompresible e isoterma y esta formado por la conservación de la masa y de la cantidad de movimiento en los canales.

▪ Ecuación de conservación de la masa

- Canal de entrada

$$\rho \frac{\partial}{\partial x} (u_e) = -\frac{4}{\alpha} \rho u_w \quad (2.47)$$

- Canal de salida

$$\rho \frac{\partial}{\partial x} (u_s) = \frac{4}{\alpha} \rho u_w \quad (2.48)$$

▪ **Ecuación de conservación de la cantidad de movimiento**

- Canal de entrada

$$\frac{\partial p_e}{\partial x} + \rho \frac{\partial}{\partial x} (u_e^2) = -F_w \mu \frac{u_e}{\alpha^2} \quad (2.49)$$

- Canal de salida

$$\frac{\partial p_s}{\partial x} + \rho \frac{\partial}{\partial x} (u_s^2) = -F_w \mu \frac{u_s}{\alpha^2} \quad (2.50)$$

El sistema de ecuaciones a resolver por el modelo se cierra con la aplicación de la ley de Darcy sobre la pared porosa (2.16) y la ecuación de estado de los gases ideales, junto con las siguientes condiciones de contorno:

$$u_e(0) = u_{ini} \quad (2.51)$$

$$u_s(0) = 0 \quad (2.52)$$

$$p_s(L) = p_{atm} \quad (2.53)$$

La importancia del modelo fluidodinámico planteado por Konstandopoulos y Johnson reside en la existencia de solución analítica explícita de la pérdida de presión en el monolito con resolución espacial en la dirección axial [55]. De ahí que se trate de una herramienta de gran interés durante el diseño preliminar de filtros de partículas Diesel de flujo de pared.

Otros modelos 1D de filtros de partículas Diesel de flujo de pared

Por una parte, el modelo de Bisset [61] para la resolución de la distribución del flujo másico y la temperatura en el interior del monolito bajo la hipótesis de flujo cuasi-estacionario, unidimensional y compresible es la base de cualquier otra propuesta posterior. Por otra parte, el modelo de Konstandopoulos y Johnson [55] es aplicable a monolitos limpios y posee solución analítica bajo la hipótesis de flujo estacionario, unidimensional, incompresible e isoterma.

Ambos trabajos constituyen el punto de partida de los modelos 1D y 2D desarrollados con posterioridad, debido a la claridad y rigurosidad con que se exponen las condiciones de operación de los filtros de partículas Diesel de flujo

de pared. Los desarrollos posteriores persiguen bien ampliar las condiciones de aplicación del modelo [42, 51, 56, 62] o bien aplicarlo directamente como herramienta auxiliar para acoplar diferentes propuestas destinadas al estudio del proceso de filtrado y de la regeneración [63–66].

Desde el punto de vista termofluidodinámico, una de las mejoras que se pueden introducir sobre el modelo de Bisset es dotarlo de resolución espacial en el sentido radial del monolito. Un modelo con esta característica es especialmente interesante cuando se desean hacer estudios acerca de los procesos de filtrado y de regeneración, ya sea de manera independiente o combinando ambos.

Konstandopoulos *et al.* proponen en [67] la resolución del sistema de ecuaciones propuesto por Bisset en el dominio tridimensional. Adoptan la solución propuesta por Gropi y Tronconi [68] para convertidores catalíticos. El primer paso consiste en la discretización de las ecuaciones en la dirección radial mediante la aplicación del método de colocación espectral de Chebyshev-Lobatto [69]. Tras ello, se dispone de un conjunto de problemas 1D (tantos como nodos de cálculo en la dirección radial) acoplados los unos a los otros de manera que se obtiene un modelo de resolución multicanal que describe el flujo en monolitos de flujo de pared tanto en la dirección axial como en la radial.

Con el mismo objetivo, Haralampous *et al.* [70] parten de la propuesta de Kolaczkowski *et al.* [71] sobre reactores monolíticos no-adiabáticos para plantear, también a partir del modelo de Bisset, la discretización del monolito en la dirección radial, que es discretizado en anillos concéntricos. Proponen la aplicación del método iterativo del circuito hidráulico equivalente para obtener la distribución de flujo másico en todos los anillos de canales en que se discretiza el monolito, de manera que se garantice la misma pérdida de presión en todos ellos. En este modelo se considera, a diferencia del resto de los citados, la pérdida de presión correspondiente a la contracción y expansión del fluido a la entrada y salida del monolito respectivamente.

Por otra parte, Yi [72] propone la combinación del modelado 1D de los canales del monolito con un modelado 3D que aporte la distribución del flujo másico a la entrada del monolito. Posteriormente calcula únicamente aquellos pares de canales entrada-salida que representen adecuadamente dicha distribución. El principal problema de esta solución es que supone un aumento excesivo del coste computacional respecto de los modelos estrictamente 1D, aunque en el mismo sentido, ofrece una mejora relevante con respecto a modelos estrictamente 3D.

Otro aspecto de interés y menos tratado en la literatura es la consideración de las características del fluido. Es bien entendido y aceptado que el

flujo en los motores de combustión interna alternativos ha de tratarse como no-estacionario, unidimensional, compresible y no-homoentrópico [73]. En el modelo de Bisset se considera que el flujo es unidimensional, compresible y no-homoentrópico². Sin embargo, se asume la condición de flujo estacionario para las ecuaciones de conservación en el gas, si bien las condiciones de contorno y el balance de energía en el medio poroso sí son función del tiempo. El objetivo de ello es simular el transitorio térmico del proceso de regeneración, convirtiendo el modelo en cuasi-estacionario. Otros modelos, como el de Konstandopoulos y Johnson, el de Zhang [65] o el de Opris y Johnson [42], éste 2D, asumen además que el flujo es incompresible.

Por lo tanto, ninguno de estos modelos dispone de la capacidad de estudiar adecuadamente el efecto que la dinámica del flujo posee sobre la pérdida de presión o los procesos de acumulación de partículas y su posterior regeneración. Además, de cara a la introducción del modelo de filtro de partículas en un código de cálculo que abarque la simulación de motores completos, la hipótesis de flujo cuasi-estacionario e/o incompresible supone introducir pérdida de información física. Estos resultados pueden influir en la interacción del filtro de partículas con otros elementos de la línea de escape, como catalizadores de oxidación o silenciadores, o con el funcionamiento del compresor en caso de soluciones de EGR de baja presión. De manera más dramática afectaría en configuraciones donde las condiciones no estacionarias y de compresibilidad del flujo son críticas. Es el caso en que los sistemas de post-tratamiento se posicionan aguas arriba de la turbina [74].

El único modelo existente en la literatura que plantea la resolución de las ecuaciones de conservación para flujo unidimensional, no-estacionario, compresible y no homoentrópico en los canales del filtro de partículas Diesel de flujo de pared es el propuesto por Onorati [75]. Al igual que el modelo de Bisset, parte de la hipótesis de que las propiedades termofluidodinámicas en la sección transversal de entrada al monolito son constantes, por lo que todos los canales de entrada y salida quedan representados por la resolución de un único par de canales entrada-salida. Sin embargo, la discretización del modelo es algo más compleja que la de otras propuestas.

En lugar de cuantificar el flujo másico y entálpico a través del medio poroso en las ecuaciones de conservación de los nodos de cálculo, se fijan una serie de puntos discretos donde se evalúa este proceso. Así, tal y como se representa en la figura 2.10, el medio poroso se modela con una serie de conductos de sección transversal circular cuyos extremos conectan el canal de entrada con el canal

²Se tiene en cuenta la transmisión de calor a las paredes y la fricción pero no se introducen posibles variaciones de área de la sección transversal.

de salida. La longitud de los conductos transversales representa el espesor del medio poroso mientras que la suma de las áreas de las secciones transversales es igual a la superficie del medio poroso.

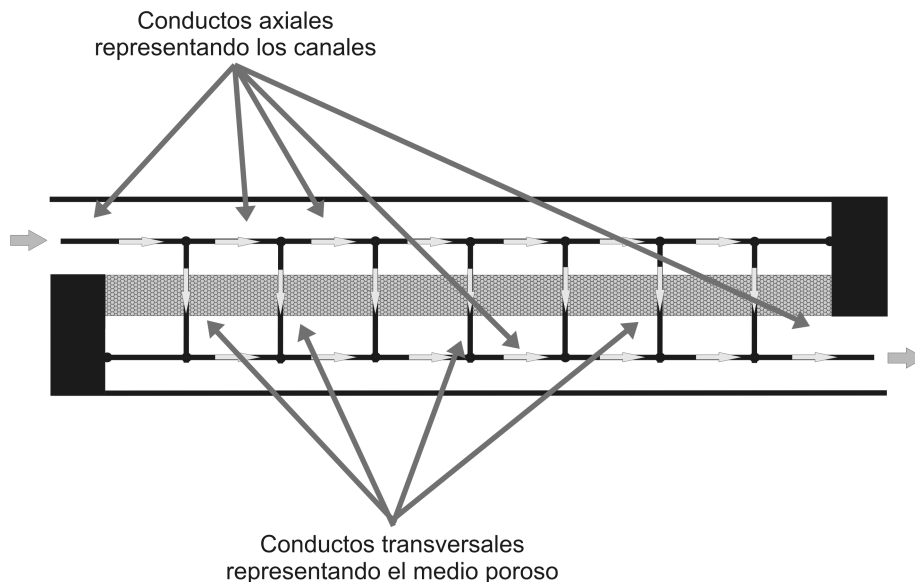


Figura 2.10. Representación esquemática del filtro de partículas Diesel de flujo de pared del modelo propuesto por Onorati, en el que el medio poroso se representa por medio de canales transversales que conectan los canales de entrada y salida.

En base a esta definición del modelo, el canal de entrada está compuesto por una serie de conductos donde se resuelven las ecuaciones de conservación para flujo unidimensional, no-estacionario, compresible y no-homocentrópico. Cada uno de estos conductos se conecta al siguiente y a un conducto transversal por medio de una condición de contorno de unión entre tres conductos. El mismo esquema se aplica a los canales de salida.

En el caso de los canales de entrada, la condición de contorno de unión entre tres conductos resuelve la pérdida de presión en el medio poroso. Esta condición de contorno se plantea de acuerdo a la propuesta de Winterbone y Pearson [73] adaptándola a la resolución de la pérdida de presión en el medio poroso. La adaptación consiste en representar el coeficiente de pérdida de presión entre el conducto de entrada a la unión y el conducto transversal por medio de la ley de Darcy, que se aplica tanto sobre la pared porosa como sobre la capa de partículas. La resolución se realiza mediante la aplicación del Método de las Características [76], lo que supone asumir que el proceso de

pérdida de presión en el medio poroso es un proceso cuasi-estacionario. Esta hipótesis es consistente con el problema considerado dado que el volumen en el que se produce es despreciable.

Sin embargo, es en la condición de contorno de unión entre tres conductos donde reside la debilidad en la concepción del modelo. Por un lado, la precisión del modelo es dependiente del número de conductos transversales utilizados en la discretización: a mayor número de conductos transversales, mayor precisión, pero a costa de incrementar el coste computacional hasta niveles inaceptables.

El coste computacional aumenta tanto debido al mayor número de conductos transversales como al aumento del número de conductos en el sentido axial. Si bien computan la misma longitud total, la longitud de cada uno de ellos es menor, lo que conduce a la necesidad de disminuir su mallado espacial para mantener un número mínimo de nodos de cálculo que preserve la precisión del cálculo.

Por el mismo motivo aumenta el número de condiciones de contorno de uniones entre tres conductos. Por resolverse por medio del Método de las Características, su solución es de primer orden. Los conductos son resueltos mediante métodos numéricos en diferencias finitas con solución de segundo orden de precisión. De ahí se obtiene un perjuicio sobre la precisión, puesto que por la menor longitud de los conductos la solución menos precisa en las condiciones de contorno adquiere mayor influencia. Este fenómeno se produce también en los conductos transversales que representan el medio poroso, debido a su reducida longitud, pero en este caso es una característica inherente a la concepción del modelo.

Otra de las carencias del modelo es que no puede tener en cuenta las posibles variaciones del espesor de la capa de partículas sobre la pared porosa. Estas variaciones se asumen despreciables sobre la longitud del conducto transversal, ya que no es posible variarla durante el cálculo. Ello impide tener en cuenta la variación de velocidad a través de la capa de partículas.

Una característica adicional que cada vez cuenta con mayor presencia en las nuevas propuestas, aunque transversal a la formulación matemática del modelo de filtro de partículas, es la consideración de que el fluido es un gas no-perfecto. Es el grupo de Johnson en la Michigan Technological University el primero en indicar, dentro del campo de investigación de los filtros de partículas, la importancia de modelar las propiedades térmicas del gas en función de su composición y temperatura [62]. Esta postura está más extendida en el campo del modelado termofluidodinámico de los motores de combustión interna alternativos. De ahí que su extensión a modelos de filtros de partículas sea inmediata en casos como el modelo de Onorati o en la industria dedica-

da al desarrollo de códigos de simulación de motores de combustión interna alternativos como demuestra en [77] Gamma Technologies, Inc.³. En este trabajo se recomienda encarecidamente que, para evitar predicciones erróneas en las prestaciones de los filtros de partículas, las propiedades térmicas del gas sean calculadas en función de su composición y temperatura, en lugar de aproximarse a las propiedades del aire atmosférico o en su defecto a un valor constante.

Pese al interés existente por el estudio y modelado de los filtros de partículas, al gran número de trabajos realizados al respecto hasta la fecha y la previsión sobre continuos desarrollos y mejoras [78], el estudio acústico de los DPF es un aspecto poco tratado en la literatura. Los trabajos más relevantes son los realizados dentro del contexto del Proyecto Europeo Artemis⁴, donde se analiza su potencial como elementos compatibles con el diseño de los silenciadores de la línea de escape. De estos trabajos surgen los estudios de Abom y Allam [79–82], que proponen modelos acústicos lineales del filtro de partículas representando su geometría con un elevado grado de detalle, y los trabajos de Desantes *et al.*, que hacen uso de un modelo de acción de ondas para desarrollar modelos no-lineales del filtro de partículas y de otros sistemas de post-tratamiento. Estos modelos se caracterizan por la simplicidad con que representan la geometría de los diferentes elementos sin afectar a la capacidad de reproducir fielmente su respuesta acústica [83], aunque no se analizan los resultados respecto de la pérdida de presión predicha por el modelo.

2.6. Resumen

El presente capítulo ha estado dedicado a la exposición del estado del arte en el modelado de filtros de partículas Diesel de flujo de pared, que ha servido de base para la concepción del modelo que se desarrolla en los capítulos siguientes.

A fin de centrar el problema objeto de estudio, se ha realizado una presentación de los diferentes tipos de filtros de partículas Diesel existentes. El filtro de partículas Diesel de flujo de pared es el que cumple en mayor medida las características deseables en estos sistemas. De ahí se justifica su mayor implantación comercial y el interés teórico y experimental por su estudio.

³Gamma Technologies Inc. es la empresa responsable del desarrollo del código de simulación 1D de motores *GT-Power*, uno de los más extendidos en la actualidad a nivel comercial, con una implantación en el mercado alrededor del 80%.

⁴EC Project Artemis GRD1-2000-25507.

Como paso previo al análisis de los principales modelos para el estudio termofluidodinámico de este tipo de filtros se han descrito los principales parámetros que permiten definir la estructura del filtro así como los principales procesos que tienen lugar durante su operación, a saber, pérdida de presión, filtrado y regeneración.

La introducción de las diferentes contribuciones a la pérdida de presión inducida por el filtro de partículas sobre el flujo que lo trasiega se ha realizado en base a un modelo 0D de flujo incompresible. A partir de este modelo y una vez descritas en detalle cada una de estas contribuciones así como sus implicaciones se ha pasado al análisis de los principales modelos 1D.

Dentro de este grupo destaca por su importancia el modelo de Bisset. Este modelo sirve de base a desarrollos posteriores, incluido el de Konstandopoulos y Jonhson, quienes introducen una serie de simplificaciones (flujo isoterma e incompresible) que les permite obtener un modelo 1D con solución analítica.

A raíz de estos modelos surgen muchos otros que introducen aportaciones relacionadas con el análisis de los procesos de filtrado y regeneración. Además, a nivel conceptual se proponen modelos con la capacidad de discretizar en la dirección radial del monolito, la consideración de gas no-perfecto o la necesidad, como introduce el modelo de Onorati, de garantizar un modelado preciso de la dinámica del flujo en el sistema de escape de los motores de combustión interna alternativos. La propuesta de Onorati es la única que considera flujo unidimensional, no-estacionario, compresible y no-homocentrópico, ya que otros autores asumen la hipótesis de flujo isoterma que restringe la aplicación de sus modelos a condiciones de filtro limpio y condiciones de operación de motor estacionarias. Sin embargo, pese a la aportación del modelo de Onorati, esta propuesta parte de una concepción geométrica de los canales y del medio poroso que lo hace inoperante por el elevado coste computacional al que conduce. A su vez esta concepción dificulta la introducción adecuada de submodelos que aborden el estudio de la transmisión de calor, el filtrado o la regeneración.

Bibliografía

- [1] Kittelson D.B. "Engines and nanoparticles, a review". *Journal of Aerosol Science*, Vol. 29 n° 5-6, pp. 575-588, 1998.
- [2] Stetter J.C., Foster D.E. y Schauer J.J. "Modern Diesel particulate matter measurements and the application of lessons learned to 2007 and beyond". *SAE Technical Paper 2005-01-0194*, 2005.
- [3] Majewski W.A. "Diesel particulate filters". DieselNet Technology Guide, www.dieselnet.com, 2001.

- [4] Murtagh M.J. "Diesel particulate filters (DPF): A short course". *Diesel particulate and NOx emissions course*, Ann Arbor, MI, 2002. University of Leeds.
- [5] Howitt J. y Montierth M. "Cellular ceramic Diesel particulate filter". *SAE Technical Paper 81104*, 1981.
- [6] Outland R.J. "Ceramic filters for diesel exhaust particulates". US Patent 4,276,071 (General Motors), 1981.
- [7] "Wall-flow monoliths". DieselNet Technology Guide, www.dieselnets.com, September 2005.
- [8] Barataud C., Bardon S., Bouteiller B., Gleize V., Charlet A. y Higelin P. "Diesel particulate filter optimization". *SAE Technical Paper 2003-01-0376*, 2003.
- [9] Konstandopoulos A.G., Kostoglou M., Vlachos N. y Kladopoulou E. "Progress in Diesel particulate filter simulation". *SAE Technical Paper 2005-01-0946*, 2005.
- [10] Loren N., Wallen A., Zuberi B., Mayer A.C. y Czerwinski J. "Release of fiber fragments from fiber-based ceramic honeycomb filters and substrates – Methods and results". *SAE Technical Paper 2009-01-1520*, 2009.
- [11] Bloom R. "The development of fiber wound Diesel particulate filter cartridges". *SAE Technical Paper 950152*, 1995.
- [12] 3M Company. "3M Nextel Diesel filter cartridges for particulate emission control". Designer Guide, 1995.
- [13] Chung H.Y., Dema K.B., Keh B. y Barris M.A. "Ceramic filter construction and method". US Patent 5,250,094 (Donaldson), 1993.
- [14] Sakaguchi T y Ohgushi A. "Development of high durability Diesel particulate filter by using SiC fiber". *SAE Technical Paper 1999-01-0463*, 1999.
- [15] Miller R., Haberkamp W.C., Bedeau K.M., Liu Z.G., Shirk R.C. y Wood T. "Design, development and performance of a composite Diesel particulate filter". *SAE Technical Paper 2002-01-0323*, 2002.
- [16] Haberkamp W. y Yonushonis T.M. "High temperature composite ceramic filter". US Patent 6,444,006 (Fleetguard), 2002.
- [17] Mizrah T., Maurer A., Gauckler L. y Gabathuler J.P. "Open pore ceramic foam as Diesel particulate filter". *SAE Technical Paper 890172*, 1989.
- [18] Yoshida K., Makino S., Sumiya S. y Muramatsu G. "Simultaneous reduction of NOx and particulate emissions from Diesel engine exhaust". *SAE Technical Paper 892046*, 1989.
- [19] Eastwood P. *Critical topics in exhaust gas aftertreatment*. Research Studies Press Ltd., Baldock, Hertfordshire, England, 2000.
- [20] MacMahon M.A., Faist C.H., Virk K.S. y Tierney W.T. "Alumina coated metal wool as a particulate filter for Diesel powered vehicles". *SAE Technical Paper 820183*, 1982.
- [21] Fang C.P y Kittelson D.B. "The influence of a fibrous Diesel particulate trap on the size distribution of emitted particles". *SAE Technical Paper 840362*, 1984.
- [22] Meinig U, Spies K.H. y De Bruyne R. "Tests on a new Diesel particulate system with traps of metal fleece". *SAE Technical Paper 982597*, 1998.
- [23] DePetrillo F. "Rypos trap active Diesel particulate filter system: field demonstration". *US DOE, 8th Diesel Emissions Reduction Conference (DEER), San Diego, CA, August 2002*, 2002.

- [24] Brillant S. y Zikoridse G. "Metal fibre Diesel particulate filter: function and technology". *SAE Technical Paper 2005-01-0580*, 2005.
- [25] Zelenka P., Reczek W., Mustel W. y Rouveiroles P. "Towards securing the particulate trap regeneration: a system combining a sintered metal filter and cerium fuel additive". *SAE Technical Paper 982598*, 1998.
- [26] Richards P.J., Schrewe K. y Belcour C. "A study of the parameters ensuring reliable regeneration of a sintered metal particulate filter using a fuel borne catalyst". *SAE Technical Paper 2008-01-2485*, 2008.
- [27] Konstandopoulos A.G., Vlachos N., Stavropoulos I. y Skopa S. "Study of a sintered metal Diesel particulate trap". *SAE Technical Paper 2005-01-0968*, 2005.
- [28] Ban S., Nagai Y., Kobashi K. y Yanagihara H. "Particulate trap for Diesel engine". US Patent 5,908,480 (Sumitomo Electric Ind.), 1999.
- [29] Majewski W.A. y Martin E.P. "Diesel particulate filter with a disposable pleated media paper element". *SAE Technical Paper 930370*, 1993.
- [30] Majewski W.A. y Pietrasz E. "On-vehicle exhaust gas cooling in a Diesel emissions control system". *SAE Technical Paper 921676*, 1992.
- [31] Ambs J.L. "Disposable and reusable Diesel exhaust filters". U.S. Bureau of Mines Information Circular, IC 9324, pg. 67, 1992.
- [32] Wright M.E., Klein A.D. y Stesniak E.S. "A Diesel exhaust filter system for industrial Diesel forklifts". *SAE Technical Paper 911852*, 1991.
- [33] Young D.M., Hickman D.L., Bhatia G. y Gunasekaran N. "Ash storage concept for Diesel particulate filters". *SAE Technical Paper 2004-01-0948*, 2004.
- [34] Ogyu K., Ohno K., Hong S. y Komori T. "Ash storage capacity enhancement of Diesel particulate filter". *SAE Technical Paper 2004-01-0949*, 2004.
- [35] Bardon S., Bouteiller B., Bonnail N., Girot P., Gleize V., Oxarango L., Higelin P., Michelin J., Schuerholz S. y Terres F. "Asymmetrical channels to increase DPF lifetime". *SAE Technical Paper 2004-01-950*, 2004.
- [36] Dullien F.A.L. *Porous Media. Fluid Transport and Pore Structure*. Academic Press, New York, 1992.
- [37] Scheidegger A.E. *The physics of flow through porous media*. University Toronto Press, third edition, 1974.
- [38] Ogyu K., Kudo A., Oshimi Y., Sato H. y Ohno K. "Characterization of thin wall SiC-DPF". *SAE Technical Paper 2003-01-0377*, 2003.
- [39] Yuuki K., Ito T., Sakamoto H., Matsubara R., Hashimoto S. y Hamanaka T. "The effect of SiC properties on the performance of catalyzed Diesel particulate filter (DPF)". *SAE Technical Paper 2003-01-0383*, 2003.
- [40] Ichikawa S., Uchida Y., Otsuka A., Harada T. y Hamanaka T. "Material development of high porous SiC for catalyzed Diesel particulate filters". *SAE Technical Paper 2003-01-0380*, 2003.
- [41] Rumpf H. y Gupte A.R. "Einfüsse und Korngrößenverteilung in Widerstandsdesetz der Porenströmung". *Chemie Ingenieur Technik*, Vol. 43, pp. 367–375, 1971.
- [42] Opris C.N. y Johnson J.H. "A 2-D computational model describing the flow and filtration characteristics of a ceramic Diesel particulate trap". *SAE Technical Paper 980545*, 1998.

- [43] Konstandopoulos A.G. "Flow resistance descriptors for Diesel particulate filters: definitions, measurements and testing". *SAE Technical Paper 2003-01-0846*, 2003.
- [44] Kuwabara S. "The forces experienced by randomly distributed parallel circular cylinders or spheres in a viscous fluid at small Reynolds numbers". *Journal of the Physical Society of Japan*, Vol. 14, pp. 527-532, 1959.
- [45] Lee K.W. y Gieseke J.A. "Collection of aerosol particles by packed beds". *Environmental Science and Technology*, Vol. 13 n° 4, pp. 466-470, 1979.
- [46] Konstandopoulos A.G., Kostoglou M., Skaperdas E., Papaioannou E., Zarvalis D. y Kladopoulou E. "Fundamental studies of Diesel particulate filters: transient loading, regeneration and aging". *SAE Technical Paper 2000-01-1016*, 2000.
- [47] Perry R.H. *Perry's Chemical Engineers' Handbook*. McGraw-Hill, New York, 6th edition, 1984.
- [48] Khair M.G. "A review of Diesel particulate filter technologies". *SAE Technical Paper 2003-01-2303*, 2003.
- [49] "Diesel filter systems". DieselNet Technology Guide, www.dieselnets.com, June 2005.
- [50] Masoudi M. "Hydrodynamics of Diesel particulate filters". *SAE Technical Paper 2002-01-1016*, 2002.
- [51] Gaiser G. y Mucha P. "Prediction of pressure drop in Diesel particulate filters considering ash deposit and partial regeneration". *SAE Technical Paper 2004-01-0158*, 2004.
- [52] Masoudi M. "Pressure drop of segmented Diesel particulate filters". *SAE Technical Paper 2005-01-0971*, 2005.
- [53] Shah R.K. y London A.L. *Laminar flow forced convection in ducts: a sourcebook for compact heat exchanger analytical data*. Academic Press, New York, 1978.
- [54] Rosner D.E. *Transport process in chemically reacting flow systems*. Butterworths, Stoneham, MA, 1985.
- [55] Konstandopoulos A.G. y Johnson J.H. "Wall-flow Diesel particulate filters - Their pressure drop and collection efficiency". *SAE Technical Paper 890405*, 1989.
- [56] Konstandopoulos A.G., Skaperdas E., Warren J. y Allansson R. "Optimized filter design and selection criteria for continuously regenerating Diesel particulate traps". *SAE Technical Paper 1999-01-0468*, 1999.
- [57] Raithby G. "Laminar heat-transfer in the thermal entrance region of circular tubes and two-dimensional rectangular ducts with wall suction and injection". *International Journal of Heat Mass Transfer*, Vol. 14, pp. 223-243, 1971.
- [58] Bejan A. *Convection Heat Transfer*. John Wiley and Sons, New York, 1985.
- [59] Konstandopoulos A.G., Skaperdas E. y Masoudi M. "Microstructural properties of soot deposits in Diesel particulate traps". *SAE Technical Paper 2002-01-1015*, 2002.
- [60] Konstandopoulos A.G., Skaperdas E. y Masoudi M. "Inertial contributions to the pressure drop of Diesel particulate filters". *SAE Technical Paper 2001-01-0909*, 2001.
- [61] Bisset E.J. "Mathematical model of the thermal regeneration of a wall-flow monolith Diesel particulate filter". *Chemical Engineering Science*, Vol. 39 n° 7-8, pp. 1233-1244, 1984.
- [62] Zhang Z., Yang S.L. y Johnson J.H. "Modeling and numerical simulation of Diesel particulate trap performance during loading and regeneration". *SAE Technical Paper 2002-01-1019*, 2002.

- [63] Koltsakis G.C. y Stamatelos A.M. “Modes of catalytic regeneration in Diesel particulate filters”. *Industrial and Engineering Chemistry Research*, Vol. 36 n° 10, pp. 4155–5165, 1997.
- [64] Konstandopoulos A.G. y Kostoglou M. “Reciprocating flow regeneration of soot filters”. *Combustion and Flame*, Vol. 121 n° 3, pp. 488–200, 2000.
- [65] Guo Z. y Zhang Z. “A one-dimensional numerical model for Diesel particulate trap performance study during loading and regeneration”. *International Journal of Engine Research*, Vol. 6 n° 3, pp. 247–262, 2005.
- [66] Mohammed H., Triana A.P., Yang S.L. y Johnson J.H. “An advanced 1D 2-layer catalyzed Diesel particulate filter model to simulate: filtration by the wall and particulate cake, oxidation in the wall and particulate cake by NO₂ and O₂ and regeneration by heat addition”. *SAE Technical Paper 2006-01-0467*, 2006.
- [67] Konstandopoulos A.G., Kostoglou M. y Housiada P. “Spatial non-uniformities in Diesel particulate trap regeneration”. *SAE Technical Paper 2001-01-0908*, 2001.
- [68] Gropi G. y Tronconi E. “Continuous vs. discrete models of non-adiabatic monolith catalyst”. *AIChE Journal*, Vol. 42 n° 8, pp. 2382–2387, 1996.
- [69] Canuto C., Hussaini M.Y., Quateroni A. y Zang T.A. *Spectral methods in fluid dynamics*. Springer, Berlin, 1987.
- [70] Haralampous O.C., Koltsakis G.C. y Samaras Z.C. “Partial regenerations in Diesel particulate filters”. *SAE Technical Paper 2003-01-1881*, 2003.
- [71] Kolaczkowski S.T., Crumpton P. y Spence A. “Modelling of heat transfer in non-adiabatic monolithic reactors”. *Chemical Engineering Science*, Vol. 43 n° 2, pp. 227–231, 1984.
- [72] Yi Y. “Simulating the soot loading in wall-flow DPF using a three dimensional macroscopic model”. *SAE Technical Paper 2006-01-0264*, 2006.
- [73] Winterbone D.E. y Pearson R.J. *Theory of engine manifold design: wave action methods for IC engines*. Professional Engineering Publishing, 2000.
- [74] Payri F., Desantes J.M., Galindo J. y Serrano J.R. “Colector de escape de un motor alternativo turbo sobrealimentado”. Solicitud de patente P200900482. Fecha de prioridad 13/02/2009. Oficina Española de Patentes y Marcas, 2009.
- [75] Montenegro G., Piscaglia F., Onorati A., Catalano G. y Cioffi P. “A 1D unsteady thermo-fluid dynamic approach for the simulation of the hydrodynamics of Diesel particulate filters”. *SAE Technical Paper 2006-01-0262*, 2006.
- [76] Benson R.S. *The thermodynamics and gas dynamics of internal-combustion engines*, volume 1. Clarendon Press Oxford, 1982.
- [77] Tang W., Wahiduzzaman S. y Leonard A. “A lumped/1-D combined approach for modelling wall-flow Diesel particulate filters - Applicable to integrated engine/aftertreatment simulations”. *SAE Technical Paper 2007-01-3971*, 2007.
- [78] Konstandopoulos A.G. “Update on simulation of Diesel particulate emission control systems”. Ulysses. Modelling and Simulation Workshop. The future propulsion as One System, Cracow, May 2009.
- [79] Allam S. *Acoustic modelling and testing of advanced exhaust system components for automotive engines*. Tesis Doctoral, The Marcus Wallenberg Laboratory for Sound and Vibration Research, Department of Aeronautical and Vehicle Engineering, The Royal Institute of Technology (KTH), 2004.

- [80] Allam S. y Abom M. “Acoustic modelling and testing of Diesel particulate filters”. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 288, pp. 255–273, 2005.
- [81] Allam S. y Abom M. “Modeling and testing of after-treatment devices”. *Journal of Vibration and Acoustics*, Vol. 128, pp. 347–356, 2006.
- [82] Allam S. y Abom M. “Sound propagation in an array of narrow porous channels with application to Diesel particulate filters”. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 291, pp. 882–901, 2006.
- [83] Desantes J.M., Torregrosa A., Broatch A. y Climent H. “Silencing capabilities of non-silencer elements: an underused potential?”. *4th Styrian Noise, Vibration & Harshness Congress, Graz, Austria*, November 15-17, 2006.

Capítulo 3

Adaptación del modelo de acción de ondas

Contenido

3.1. Introducción	64
3.2. Transporte de especies químicas	65
3.2.1. Transporte de especies químicas en condiciones de contorno y elementos cerodimensionales	73
3.2.2. Cálculo de las variaciones de las propiedades del gas en función de la composición y la temperatura	78
3.2.3. Algunos resultados del modelo de transporte de especies químicas con variación en las propiedades del gas	85
3.3. Discretización Temporal Independiente	99
3.3.1. Estructura de cálculo aplicando Discretización Temporal Independiente	103
3.3.2. Validación de la Discretización Temporal Independiente	108
3.3.2.1. Análisis de la precisión	108
3.3.2.2. Análisis del coste computacional	119
3.4. Resumen	123
3.A. Anexo: Bases de datos para el cálculo de c_p	126
3.B. Anexo: Limitador de flujo en los esquemas TVD	127
3.C. Anexo: Estructura de cálculo Discretización Temporal Semi-Independiente	130
Bibliografía	133

3.1. Introducción

El desarrollo de las nuevas mejoras tecnológicas a aplicar sobre la futura generación de motores de combustión interna alternativos demanda del investigador el uso conjunto de herramientas experimentales y de cálculo computacional. Si bien es necesario hacer un uso equilibrado de ambos tipos de herramientas, la posibilidad de seleccionar y evaluar en breves períodos de tiempo y a bajo coste una serie de soluciones potencialmente ventajosas hacen de las herramientas de modelado un campo en continuo progreso. Además, la simulación de los fenómenos físicos permite la obtención de información sobre procesos que están teniendo lugar en el motor y que no cuentan con la posibilidad de abordarse con garantía de éxito desde el ámbito experimental [1, 2].

Una de las limitaciones de los modelos computacionales reside en la gestión del coste computacional. La complejidad de los fenómenos físicos que tienen lugar en los motores de combustión interna alternativos hace que sea necesario adquirir conciencia de que no será posible reproducir con absoluta precisión todos los procesos presentes. Este hecho se traduce en la necesidad de elegir convenientemente las características que ha de tener el modelo a utilizar para evitar malgastar recursos en el cálculo de aquellos procesos físicos que carecen de interés o de influencia sobre el fenómeno objeto de estudio.

Los modelos para el cálculo termofluidodinámico del flujo se clasifican según su nivel de complejidad como modelos 0D cuasi-estacionarios, modelos 0D de llenado y vaciado, modelos 1D de acción de ondas y modelos de cálculo 3D [3]. Entre estos códigos computacionales, los modelos de acción de ondas para cálculo 1D se han convertido en una herramienta esencial en el diseño y desarrollo de nuevos motores [4]. Estos modelos son capaces de reproducir el efecto sobre las prestaciones debidas a los cambios en la arquitectura/geometría del motor y en las características de sus componentes. En los últimos años, ha existido una mejora sustancial en los modelos de acción de ondas que ha extendido su uso a aplicaciones de diversa índole dentro del análisis de la respuesta del motor: la predicción del par, potencia y consumo de combustible [5, 6], la predicción de emisiones contaminantes [7, 8] y acústicas [9–11] o la simulación de transitorios de carga [12, 13], mostrando siempre un adecuado equilibrio entre fiabilidad, precisión y coste computacional [14, 15].

A lo largo del presente capítulo se aborda la adaptación del modelo de acción de ondas WAM [16] para afrontar el modelado de sistemas de post-tratamiento. Son dos los aspectos sobre los que se ha centrado este trabajo:

- **Transporte de especies químicas.** Abordar el estudio de los fenómenos que tienen lugar en los sistemas de post-tratamiento precisa tanto del análisis de los aspectos físicos del problema como también de aquellos de carácter químico. Por ello, la posibilidad de conocer en estos sistemas la composición química del fluido es altamente atractiva. Además, el transporte de especies químicas permite contribuir a la mejora del cálculo de las condiciones termofluidodinámicas del flujo a lo largo de los sistemas de admisión y escape a partir del cálculo de las propiedades del gas en función de su composición y temperatura.
- **Estructura de cálculo.** La singularidad de la geometría de los sistemas de post-tratamiento, como catalizadores de oxidación o filtros de partículas, y los procesos físico-químicos que tienen lugar en ellos afectan a las características de su modelado. De hecho, la garantía de precisión y fiabilidad de los resultados adquiere dependencia de la reducción del mallado espacial aplicado sobre la geometría 1D adoptada para la simulación de estos sistemas. Una de las principales razones del éxito de los modelos de acción de ondas es que sus tiempos de cálculo son razonables. Por lo tanto, el funcionamiento ideal del modelo ha de ser aquel en el que la reducción local del mallado espacial no afecte al coste computacional asociado a la simulación del resto de elementos que conforman el motor modelado. Este objetivo es posible alcanzarlo por medio de una adecuada gestión de la evolución temporal del cálculo del modelo de acción de ondas.

3.2. Planteamiento de las ecuaciones de conservación para el transporte 1D de especies químicas

La resolución del sistema de ecuaciones de conservación con transporte de especies químicas en modelos de acción de ondas es un problema planteado por diversos autores. Pearson y Winterbone [17] aplican técnicas de corrección de flujo (FCT), el algoritmo TVD de Davis y términos de compresión artificial para conseguir eliminar las oscilaciones en la composición del fluido calculada y que son características de los métodos numéricos en diferencias finitas simétricos de segundo orden. Posteriormente, Onorati *et al.* [18–21] aplican el transporte de especies químicas a estudios en un motor de encendido provocado. En estos trabajos hacen uso de diferentes métodos en diferencias finitas, como el método CE-SE, el método McCormack combinado con un algoritmo

TVD y el método de elementos finitos de Galerkin. Yuhua y Reitz [22] proponen un modelo 1D para la predicción de los niveles de EGR aplicando el Método de las Características. Por último, Arnau *et al.* [23] aplican el método CE-SE semi-implícito al transporte de especies químicas en conductos cónicos.

La introducción del transporte de especies químicas en los modelos de acción de ondas permite abordar el estudio de una mayor diversidad de fenómenos que pueden aportar notables contribuciones al desarrollo tecnológico de ciertos componentes y a un mejor conocimiento de los procesos presentes en los motores de combustión interna alternativos. Así, a modo de ejemplo, es posible afrontar un estudio termofluidodinámico más exhaustivo del transporte de EGR a lo largo de la línea de admisión y escape [24, 25] pudiendo analizar los condensados o la distribución de la carga entre cilindros; permite el acoplamiento al modelo de acción de ondas de códigos de simulación de la combustión que incluyan la predicción de emisiones contaminantes; posibilita la incorporación de submodelos para el análisis del comportamiento químico en sistemas de post-tratamiento, desde las oxidaciones catalíticas al desarrollo de estrategias de regeneración tanto activas como pasivas en los filtros de partículas; también en filtros de partículas, permite el estudio del proceso de filtrado y su influencia sobre la pérdida de presión y las prestaciones del motor.

En los modelos de acción de ondas se considera que el flujo a través de los conductos es, esencialmente, unidimensional por naturaleza. Esto es cierto cuando la relación longitud a diámetro es suficientemente elevada y el flujo turbulento se encuentra totalmente desarrollado. Además, si se considera que el flujo es no-viscoso, esto es, que el fluido se encuentra suficientemente diluido como para que los esfuerzos internos del gas sean despreciables, es posible describir el estado termofluidodinámico del fluido por medio del sistema formado por las ecuaciones de conservación de la masa, la cantidad de movimiento y la energía y por la ecuación de estado de los gases ideales como ecuación de cierre del sistema [26].

Para el caso de flujo no-estacionario, unidimensional, compresible y homentrópico, el sistema de ecuaciones de conservación a resolver, obtenido a partir de la simplificación de las ecuaciones de Navier-Stokes, viene dado por las siguientes expresiones:

▪ **Ecuación de conservación de la masa**

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u)}{\partial x} = 0 \quad (3.1)$$

■ **Ecuación de conservación de la cantidad de movimiento**

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u^2 + p)}{\partial x} = 0 \quad (3.2)$$

■ **Ecuación de conservación de la energía**

$$\frac{\partial(\rho e_0)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u h_0)}{\partial x} = 0 \quad (3.3)$$

Las tres ecuaciones de conservación contienen las cuatro incógnitas a resolver, ρ , u , p y e . Por lo tanto, como se ha indicado previamente, la resolución del problema requiere de una ecuación de cierre, que será la ecuación de estado de los gases ideales:

$$p = \rho R T \quad (3.4)$$

Si se considera que el fluido es un gas perfecto se tiene que la energía interna y la entalpía específicas son directamente proporcionales a la temperatura del gas, por lo que se cumple que

$$e = c_v T \quad h = c_p T \quad (3.5)$$

donde c_v y c_p son el calor específico del gas a volumen y presión constante respectivamente. Pueden expresarse en función de la relación de calores específicos y la constante del gas como:

$$c_v = \frac{R}{\gamma - 1} \quad c_p = \frac{\gamma R}{\gamma - 1} \quad (3.6)$$

De aquí y de la ecuación 3.4, la energía interna específica de parada puede escribirse como se indica en la ecuación 3.7,

$$e_0 = e + \frac{1}{2}u^2 = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2}u^2 \quad (3.7)$$

y la entalpía específica de parada vendrá dada por la ecuación 3.8:

$$h_0 = h + \frac{1}{2}u^2 = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2}u^2 \quad (3.8)$$

El sistema de ecuaciones 3.1, 3.2 y 3.3 puede representarse, bajo la hipótesis de gas perfecto, haciendo uso de las ecuaciones 3.7 y 3.8 por medio del siguiente sistema de ecuaciones:

▪ **Ecuación de conservación de la masa**

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u)}{\partial x} = 0 \quad (3.9)$$

▪ **Ecuación de conservación de la cantidad de movimiento**

$$\frac{\partial (\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u^2 + p)}{\partial x} = 0 \quad (3.10)$$

▪ **Ecuación de conservación de la energía**

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\rho \frac{u^2}{2} + \frac{p}{\gamma - 1} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(u \left(\rho \frac{u^2}{2} + \frac{p\gamma}{\gamma - 1} \right) \right) = 0 \quad (3.11)$$

Sin embargo, la resolución del estado del flujo en los sistemas de admisión y escape de los motores de combustión interna alternativos precisa tener en cuenta la transmisión de calor y la fricción del gas con las paredes así como eventuales cambios en la sección transversal de los conductos. Es decir, las ecuaciones de conservación han de resolverse para condiciones de flujo no-homoentrópico. Por lo tanto, será necesario introducir en las ecuaciones de conservación los términos correspondientes al cálculo de los procesos indicados. De esta forma, el sistema de ecuaciones de conservación se convierte en el sistema de ecuaciones no-homogéneo e hiperbólico [27] siguiente:

▪ **Ecuación de conservación de la masa**

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u)}{\partial x} + \frac{\rho u}{F} \frac{dF}{dx} = 0 \quad (3.12)$$

▪ **Ecuación de conservación de la cantidad de movimiento**

$$\frac{\partial (\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial (p + \rho u^2)}{\partial x} + \rho \left(\frac{u^2}{F} \frac{dF}{dx} + g \right) = 0 \quad (3.13)$$

▪ **Ecuación de conservación de la energía**

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\rho \frac{u^2}{2} + \frac{p}{\gamma - 1} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(u \left(\rho \frac{u^2}{2} + \frac{p\gamma}{\gamma - 1} \right) \right) + \\ + u \left(\rho \frac{u^2}{2} + \frac{p\gamma}{\gamma - 1} \right) \frac{1}{F} \frac{dF}{dx} - q\rho = 0 \end{aligned} \quad (3.14)$$

En este sistema de ecuaciones, F representa el área de la sección transversal del conducto, g es el término correspondiente a la fricción del flujo con las paredes y q representa el flujo de calor entre el fluido y las paredes del conducto. En [28] puede encontrarse descrito en detalle el cálculo de g y q . En caso de tratarse de flujo homoentrópico, se anularían los términos correspondientes a los procesos de fricción, transmisión de calor y variación de área de la sección y se obtendría el sistema de ecuaciones previo (ecs. 3.9, 3.10 y 3.11). El sistema de ecuaciones 3.12, 3.13 y 3.14 es posible representarlo en forma vectorial a través de la ecuación 3.15

$$\frac{\partial \mathbf{W}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \mathbf{C}_1 + \mathbf{C}_2 = 0 \quad (3.15)$$

donde el vector \mathbf{W} es el vector solución; \mathbf{F} es el vector de flujo; \mathbf{C}_1 y \mathbf{C}_2 son los vectores que incluyen la contribución del cambio de área y los procesos de fricción y transmisión de calor respectivamente; x es la dimensión espacial y t la dimensión temporal. Cada uno de los vectores indicados se escribe, de acuerdo a la formulación tradicional [29, 30], como:

$$\begin{aligned} \mathbf{W}(x, t) &= \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho \frac{u^2}{2} + \frac{p}{\gamma-1} \end{bmatrix} & \mathbf{F}(\mathbf{W}) &= \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ u \left(\rho \frac{u^2}{2} + \frac{\gamma p}{\gamma-1} \right) \end{bmatrix} \\ \mathbf{C}_1(x, \mathbf{W}) &= \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 \\ u \left(\rho \frac{u^2}{2} + \frac{\gamma p}{\gamma-1} \right) \end{bmatrix} \frac{1}{F} \frac{dF}{dx} & \mathbf{C}_2(\mathbf{W}) &= \begin{bmatrix} 0 \\ g\rho \\ -q\rho \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (3.16)$$

Según la propuesta de Gascón [29], este sistema vectorial puede expresarse de manera más conservativa multiplicando el sistema de ecuaciones anterior por la sección F .

$$\begin{aligned} \mathbf{W}(x, t) &= \begin{bmatrix} \rho F \\ \rho u F \\ F \left(\rho \frac{u^2}{2} + \frac{p}{\gamma-1} \right) \end{bmatrix} & \mathbf{F}(\mathbf{W}) &= \begin{bmatrix} \rho u F \\ (\rho u^2 + p) F \\ u F \left(\rho \frac{u^2}{2} + \frac{\gamma p}{\gamma-1} \right) \end{bmatrix} \\ \mathbf{C}_1(x, \mathbf{W}) &= \begin{bmatrix} 0 \\ -p \frac{dF}{dx} \\ 0 \end{bmatrix} & \mathbf{C}_2(\mathbf{W}) &= \begin{bmatrix} 0 \\ g\rho F \\ -q\rho F \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (3.17)$$

Este enfoque permite incrementar la precisión de los resultados, máxime cuando este sistema solo admite solución por medio de la aplicación de esquemas numéricos [31–34].

Aunque es posible abordar la resolución semi-analítica de las ecuaciones de conservación bajo la hipótesis de flujo homoentrópico [35–37], la resolución del sistema de ecuaciones de conservación planteado en la expresión 3.17 únicamente puede abordarse mediante la aplicación de métodos numéricos. En [28], Arnau realiza un amplio estudio acerca de los diferentes métodos numéricos en diferencias finitas disponibles en el estado del arte para su empleo en la resolución del sistema de ecuaciones planteado. Es importante resaltar que la conveniencia de aplicar un método u otro estará determinada por dos factores primordiales:

- El citado compromiso entre precisión, fiabilidad y tiempo de cálculo [14, 15], aunque, como se verá en la sección 3.3, en realidad no es únicamente función del método numérico.
- Es necesario considerar el tipo de problema a resolver y sus características, tal y como diversos autores analizan en [38–41]. De las conclusiones de estos trabajos, los estudios aquí presentados se centran en la aplicación del método Lax-Wendroff de dos pasos [42], principal representante de los métodos numéricos en diferencias finitas simétricos de segundo orden, y el esquema TVD de limitación de flujo de Sweby [43] adaptado a flujo no-homoentrópico [31, 32], que pertenece a la familia de los esquemas de alta resolución.

A partir de la resolución combinada del sistema de ecuaciones expuesto en 3.17 con la ecuación de estado se pueden conocer las condiciones termofluidodinámicas en que se encuentra el flujo en cada conducto del motor y en cada instante de tiempo. Sin embargo, es posible plantear la adición a este sistema de la ecuación de transporte de especies químicas, sin que ello altere el proceso de resolución del mismo ni el orden de precisión de los métodos numéricos que pudieran ser aplicados. La resolución de todas las ecuaciones de conservación por métodos numéricos en diferencias finitas supone una importante mejora del modelo de transporte de especies químicas existente previamente en WAM [44]. En este submodelo previo, la resolución del sistema de ecuaciones formado por las ecuaciones de conservación se realiza aplicando métodos numéricos en diferencias finitas. Sin embargo, el transporte de especies químicas hace uso de los valores de velocidad, presión y temperatura previamente obtenidos, siendo su definición matemática la de un modelo de volúmenes finitos de primer orden.

De esta forma, la resolución del transporte de especies químicas con los métodos numéricos en diferencias finitas a lo largo de los conductos del motor requiere la adición al sistema de ecuaciones de conservación de $n - 1$ ecuaciones de conservación de especies, siendo n el número de especies químicas consideradas en el cálculo. La ecuación vectorial de conservación de especies químicas se expresa como

$$\frac{\partial(\rho\mathbf{Y})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u\mathbf{Y})}{\partial x} + \frac{\rho u\mathbf{Y}}{F} \frac{dF}{dx} = 0 \quad (3.18)$$

siendo \mathbf{Y} un vector formado por la fracción másica de $n - 1$ especies químicas diferentes, del total de n especies. La fracción másica de la última especie química ha de cumplir la continuidad de acuerdo a la ecuación de compatibilidad 3.19:

$$Y_n = 1 - \sum_{j=1}^{n-1} Y_j \quad (3.19)$$

En la ecuación 3.18 se considera únicamente el transporte de especies químicas por procesos convectivos. No se ha introducido el término correspondiente a la difusión entre especies químicas debido a que se trata de un fenómeno de influencia despreciable en comparación con la velocidad de transporte propia de los conductos de motores de combustión interna alternativos [28]. En el caso de las partículas, éstas son modeladas como carbono sólido y su transporte se realiza asumiendo que no existe ningún movimiento relativo entre las partículas y el flujo gaseoso. Foster *et al.* [45] hicieron simulaciones con códigos 3D que incluían movimiento relativo entre partículas y gas para probar la validez de esta hipótesis en el interior de los canales porosos del filtro de partículas. En estas simulaciones introdujeron un término de resistencia para modelar el movimiento de las partículas presentes en el flujo gaseoso. Este término era calculado como una función del radio medio de Sauter de las partículas y del número de Reynolds obtenido de la velocidad relativa entre la velocidad de las partículas y del flujo. Como resultado obtuvieron que, en todos los puntos de funcionamiento simulados, el número de Stokes de las partículas era muy reducido ($\sim 10^{-7}$) y, por tanto, las partículas seguían las líneas de corriente del fluido prevaleciendo el transporte convectivo.

Considerando el transporte de especies químicas a lo largo de los conductos, el sistema de ecuaciones de conservación para gas perfecto en forma conservativa y vectorial toma la forma:

$$\begin{aligned}
\mathbf{W}(x, t) &= \begin{bmatrix} \rho F \\ \rho u F \\ F \left(\rho \frac{u^2}{2} + \frac{p}{\gamma-1} \right) \\ \rho F \mathbf{Y} \end{bmatrix} & \mathbf{F}(\mathbf{W}) &= \begin{bmatrix} \rho u F \\ (\rho u^2 + p) F \\ u F \left(\rho \frac{u^2}{2} + \frac{\gamma p}{\gamma-1} \right) \\ \rho u F \mathbf{Y} \end{bmatrix} \\
\mathbf{C}_1(x, \mathbf{W}) &= \begin{bmatrix} 0 \\ -p \frac{dF}{dx} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} & \mathbf{C}_2(\mathbf{W}) &= \begin{bmatrix} 0 \\ g \rho F \\ -q \rho F \\ 0 \end{bmatrix}
\end{aligned} \tag{3.20}$$

Como se verá en el Capítulo 4, la integración del modelado de sistemas reactivos requerirá tener en cuenta reacciones entre varias especies químicas, lo que se verá reflejado en la introducción de los correspondientes términos fuente en la ecuación 3.18.

Adaptación de los esquemas numéricos al transporte de especies químicas

La resolución del sistema de ecuaciones planteado en la expresión 3.20 necesita de la correspondiente adaptación de los esquemas numéricos aplicados. En el caso de los métodos numéricos en diferencias finitas de los que se hace uso en este trabajo, aparece la necesidad de optar por soluciones diferentes en cada uno de ellos:

- El método simétrico de segundo orden Lax-Wendroff de dos pasos requiere una adaptación muy sencilla [28]. Las $n - 1$ ecuaciones de transporte de especies químicas a resolver se discretizan de igual manera que la ecuación de conservación de la masa. Únicamente se ha de tener en cuenta que tanto el término de solución como el término de flujo están multiplicados por la fracción másica de la especie i , Y_i .
- En el caso del esquema TVD de limitación de flujo de Sweby, en la adaptación del transporte de especies químicas es necesario considerar que este método, en su versión vectorial, necesita de la evaluación de la matriz Jacobiana del sistema para completar la resolución de las ecuaciones de conservación. La introducción de las ecuaciones de conservación de especies químicas no introduce nuevos autovalores al sistema de ecuaciones. De ahí que si se pretendiera resolver todo el sistema de manera acoplada, la matriz Jacobina del sistema sería de orden $(3 + (n - 1)) \times (3 + (n - 1))$

y la matriz P de autovectores sería de orden $3 \times (3 + (n - 1))$. Por lo tanto no sería posible obtener la matriz inversa P^{-1} .

De este modo, la solución al transporte de especies químicas con el esquema TVD de Sweby pasa por la aplicación de la versión vectorial del esquema a la resolución de las ecuaciones de conservación de la masa, la cantidad de movimiento y la energía y del uso de la versión escalar en la resolución de cada una de las ecuaciones de conservación de especies químicas. La adaptación a flujo no-homoentrópico del esquema de limitación de flujo de Sweby tanto en su versión vectorial como escalar puede consultarse en [29].

3.2.1. Transporte de especies químicas en condiciones de contorno y elementos cerodimensionales

Se ha expuesto la resolución del transporte de especies químicas en elementos 1D. Sin embargo, los modelos de acción de ondas consideran la conexión de los elementos 1D con elementos 0D, como los cilindros, la turbina u otros volúmenes, y con condiciones de contorno, que poseen comportamiento cuasi-estacionario y permiten la interconexión entre los distintos elementos del modelo [16].

Condiciones de contorno

Los métodos numéricos aplicados a la resolución de las condiciones del flujo en los conductos permiten obtener éstas únicamente en los nodos interiores de los mismos. La resolución de los extremos de los conductos requiere del planteamiento de condiciones de contorno. En los modelos de acción de ondas, las condiciones de contorno se resuelven, de acuerdo a la propuesta de Benson [26], haciendo uso del Método de las Características. Este método presenta precisión de orden uno, lo que introduce una pérdida de información respecto de los métodos más apropiados para la resolución de los conductos [28]. Sin embargo, el sentido físico que proporciona [46, 47] y el excelente trabajo de documentación existente acerca del tratamiento de toda clase de condiciones de contorno con aproximación cuasi-estacionaria [26] hacen que su uso esté todavía ampliamente extendido en la resolución de este tipo de problemas.

La aplicación del Método de las Características permite conocer en la condición de contorno y para flujo no-homoentrópico las variables de Riemann, λ y β (invariantes de Riemann si se tratase de flujo homoentrópico), y el nivel de entropía, A_A , por medio de las ecuaciones de compatibilidad [26]. Para ello es

necesario aplicar un procedimiento de cálculo [9, 39] que actúe como nexo entre el método numérico aplicado al conducto y el Método de las Características.

Este procedimiento de cálculo parte de que, siendo el flujo subsónico, si se considera que la dirección positiva del flujo es de izquierda a derecha, siempre es posible encontrar una línea característica λ que pase por el extremo derecho del conducto en el instante $t + \Delta t$. El valor de la característica β puede considerarse, como primera aproximación, constante desde el instante anterior t . De la misma manera, para el extremo izquierdo siempre puede obtenerse el valor de la característica β y el valor de la característica λ podrá suponerse, en primera aproximación, de igual valor al calculado en el instante t .

Cuando el flujo es sónico o supersónico en la condición de contorno, se impone una onda de choque que lo reduce a condiciones subsónicas mediante la aplicación de las ecuaciones de Rankine-Hugoniot. Por último, los valores de las características asumidos constantes en primera aproximación serán corregidos por la resolución de la condición de contorno específica a fin de obtener su valor real en el instante $t + \Delta t$.

En el caso de las líneas de corriente es necesario distinguir entre flujo entrante y flujo saliente del conducto. Si el flujo es saliente en el extremo derecho del conducto, entonces es posible definir una línea de corriente que pase por el mismo con un valor de nivel de entropía A_A conocido. Lo mismo ocurre si el flujo es saliente por el extremo izquierdo del conducto. Por otro lado, en caso de flujo entrante al conducto, el valor del nivel de entropía A_A se mantendrá en primera aproximación constante al calculado en el instante previo t . Al igual que ocurre con las variables de Riemann, la corrección se realizará por medio de la resolución específica de cada condición de contorno.

Todos los valores que es posible conocer en los extremos de los conductos, tanto variables de Riemann como nivel de entropía, son obtenidos por medio de un proceso de interpolación que permite conocer el punto de partida de la línea correspondiente. Esta interpolación no debe ser una simple interpolación lineal de los valores de λ , β y A_A ya que podrían surgir problemas de inconsistencia de la solución por la eventual presencia de discontinuidades térmicas [48]. Debe plantearse una interpolación espacial entre propiedades físicas del flujo. Es decir, a partir de los valores de u , a , p y γ calculados en el instante t .

El proceso de interpolación es similar al método de la bisección. En la figura 3.1 se representa el diagrama espacio-tiempo en el extremo derecho de un conducto. El objetivo es obtener el punto de partida entre los nodos de cálculo x_{n-1} y x_n (nodo en el extremo), en los que todas las variables son conocidas en el instante de tiempo t , de las líneas características o de la línea de corriente, tal que éstas alcanzarán el nodo de cálculo x_n en el instante

$t + \Delta t$. El proceso de cálculo es idéntico independientemente de si se trata del cálculo del punto de partida de la línea característica o del nivel de entropía, a excepción del valor de la pendiente asociada a cada línea. De acuerdo a la notación de la figura 3.1, se propone encontrar el punto (y, t) con $y \in]x_{n-1}, x_n[$ tal que la línea correspondiente trazada desde dicho punto contiene al punto $(x_n, t + \Delta t)$. El punto (y, t) es encontrado mediante un proceso iterativo cuyo primer término viene dado por la ecuación 3.21:

$$y_1 = x_{n-1} + \frac{x_n - x'_{n-1}}{x'_n - x'_{n-1}} (x_n - x_{n-1}) \quad (3.21)$$

Los sucesivos términos se calculan haciendo uso de la ecuación 3.22:

$$y_k = y_{k-1} + \frac{x_n - x'_{n-1}}{x'_n - x'_{n-1}} \frac{x_n - y_{k-1}}{2}, \quad k > 1 \quad (3.22)$$

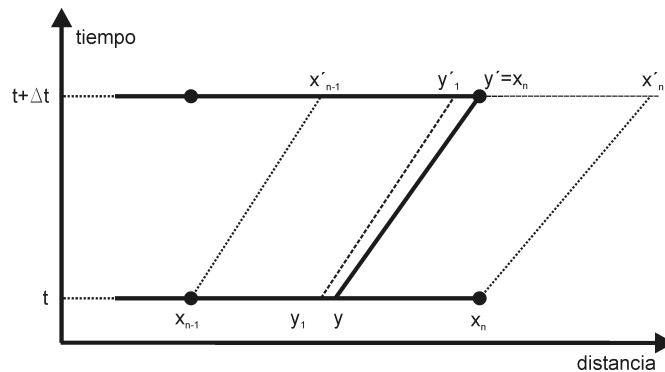


Figura 3.1. Esquema de obtención del punto de partida de las líneas de características y de corriente en las condiciones de contorno.

En esta sucesión se tiene que $y = \lim_{k \rightarrow \infty} y_k$. En la práctica, la iteración converge muy rápido y son muy pocos los términos que es necesario calcular antes de alcanzar una solución de y adecuada.

Una vez el punto de partida de la línea, característica o de corriente, ha sido definido apropiadamente, las ecuaciones de las características o del nivel de entropía, respectivamente, se aplican para determinar el valor de λ o A_A en el punto $(x_n, t + \Delta t)$. Los procesos de fricción, de transmisión de calor y, en su caso, las variaciones de la sección transversal del conducto son también considerados en este cálculo. Conocidas en cada condición de contorno del

conducto las variables de Riemann y, en su caso, el nivel de entropía que llega a ellas, se llevará a cabo su resolución específica formulada por el Método de las Características. El objetivo es obtener las condiciones del flujo en los nodos extremos de los conductos en el instante $t + \Delta t$.

La introducción del transporte de especies químicas a través de las condiciones de contorno no supone ninguna modificación del proceso de cálculo descrito pero si afecta al valor de las características y del nivel de entropía en el extremo del conducto, por lo que precisa considerarse que:

- Las especies químicas se transportan desde el punto (y, t) hasta el extremo del conducto $((x_n, t + \Delta t)$ si es extremo derecho y $(x_0, t + \Delta t)$ en el caso del extremo izquierdo) a través de las líneas de corriente, que determinan la trayectoria que seguirá el fluido entre ambos puntos.
- La derivación más extendida de las ecuaciones del Método de las Características se basa en la hipótesis de que el fluido es un gas perfecto [26]. Esta es la derivación adoptada en WAM [49]. La derivación del Método de las Características suponiendo gas no-perfecto entraña mayor dificultad en el cálculo de las condiciones de contorno [50, 51]. Por tanto, en este trabajo se toma como solución, al igual que la mayoría de los autores [52–55], calcular las propiedades del gas en función de la composición y la temperatura en el instante de tiempo t , tanto en el punto (y, t) del que parten las líneas características o la línea de corriente como en la propia condición de contorno, para su resolución en el instante $t + \Delta t$. Así, se obtienen mejoras asociadas a la evaluación de la influencia que los procesos de fricción y de transmisión de calor o las variaciones de la sección transversal tienen sobre el valor de las variables de Riemann y del nivel de entropía [55] sin un aumento sustancial de la complejidad y la duración del cálculo.

Elementos cerodimensionales

Los elementos 0D son aquellos elementos del motor que poseen capacidad de almacenamiento de fluido y en los que las propiedades termofluidodinámicas pueden considerarse constantes en todo su volumen en cada instante de cálculo. Entre estos elementos encontramos el cilindro, la turbina u otros volúmenes que se pueden encontrar en los colectores, silenciadores, intercambiadores de calor, etc. Los elementos 0D se resuelven como sistemas abiertos mediante la aplicación de un modelo de llenado y vaciado [56].

Si no se considera transporte de especies químicas, los modelos de llenado y vaciado necesitan de la aplicación de dos ecuaciones para su resolución. La primera de las ecuaciones es la ecuación de conservación de la masa en sistemas abiertos:

$$\Delta m_{int} = \sum_i \dot{m}_i \Delta t \quad (3.23)$$

donde m_{int} es la masa de fluido en el interior del elemento 0D y \dot{m}_i representa el flujo másico que entra o sale del elemento a través de la conexión i con otros elementos del motor, ya sean 0D ó 1D.

La segunda de las ecuaciones es el Primer Principio de la Termodinámica aplicado a sistemas abiertos:

$$d(m_{int}e_{int}) = \delta q_{int} + \delta w_{int} + \sum \left(h_{ent} + \frac{u_{ent}^2}{2} \right) dm_{ent} - \sum \left(h_{sal} + \frac{u_{sal}^2}{2} \right) dm_{sal} \quad (3.24)$$

donde e_{int} representa la energía interna específica en el elemento 0D, q_{int} es el calor intercambiado por el fluido en el interior del elemento, w_{int} representa el trabajo mecánico producido y h y u son respectivamente la entalpía específica y velocidad asociadas al flujo entrante o saliente.

La resolución del sistema de ecuaciones formado por 3.23 y 3.24, junto con la ecuación de estado, proporciona las nuevas condiciones termodinámicas en el interior del elemento 0D en el último instante de tiempo.

Desde el punto de vista de su resolución, la inclusión del modelado del transporte de especies químicas en los elementos 0D supone:

- La adición de tantas ecuaciones de conservación de la masa como especies químicas sean transportadas menos una. Es decir, se calculará la fracción másica de $n - 1$ especies químicas, siendo n el número total de especies químicas, en el interior del conducto de acuerdo a la ecuación 3.25,

$$\Delta m_{intY_j} = \sum_i \dot{m}_i Y_{jCC_i} \Delta t \quad (3.25)$$

donde m_{intY_j} es la masa de la especie química j en el interior del elemento 0D e Y_{jCC_i} es la fracción másica de la especie j que entra o sale del elemento 0D a través de la condición de contorno i . De esta forma la fracción másica de la especie j en el instante de tiempo $t + \Delta t$ será:

$$Y_j = \frac{m_{intY_j} + \Delta m_{intY_j}}{m_{int} + \Delta m_{int}} \quad (3.26)$$

La fracción másica de la especie n vendrá dada por la ecuación 3.19, al igual que ocurre en los elementos 1D.

- La introducción de la posibilidad de realizar el cálculo de las propiedades del gas en función de la composición y la temperatura en cada instante de tiempo, es decir, adoptar que el fluido es un gas no-perfecto.
- En el caso específico del cilindro, en el cual tiene lugar el proceso de combustión, se incorpora la posibilidad de disponer de un modelo integral compuesto por el modelo de acción de ondas y por el modelo ACT para la predicción de la combustión Diesel. Este modelo, a partir de la composición y de las condiciones termodinámicas en el interior del cilindro al cierre de la admisión, podrá proporcionar la tasa de liberación de calor, la evolución de la presión y temperatura durante el proceso de combustión y la composición de los gases de escape a la apertura de las válvulas de escape [57].

La combinación de ambas herramientas es sinérgica. Por un lado, en WAM se incorporará la posibilidad de contar con la composición de los gases de escape, incluidas las principales emisiones contaminantes en función de las condiciones de operación del motor. Resulta evidente la conveniencia de contar con esta característica en el modelo a la hora de abordar el estudio de procesos químicos en elementos de post-tratamiento. Por otro lado, el modelo de combustión Diesel dispondrá de la precisión de cálculo de los modelos de acción de ondas a la hora de evaluar las condiciones termofluidodinámicas del cilindro al inicio del ciclo cerrado.

3.2.2. Cálculo de las variaciones de las propiedades del gas en función de la composición y la temperatura

Hasta ahora se ha estudiado cómo se realiza el transporte de especies químicas en cada uno de los elementos que componen el cálculo termofluidodinámico en los modelos de acción de ondas. Como se ha indicado, una ventaja asociada al modelado de dicho fenómeno es la posibilidad de abordar el cálculo de las propiedades del gas (R , c_p , c_v y γ) en función de la composición y la temperatura del flujo en cada elemento o en cada nodo de cálculo en el caso de los elementos 1D.

Esto supone una mejora importante respecto a los modelos de acción de ondas en los que no se cuenta con transporte de especies químicas y donde pudiéndose resolver las ecuaciones de conservación con propiedades de gas diferentes entre los sistemas de admisión y escape, éstas no dejarán de ser una aproximación de valor constante [4]. Además, se complica más si cabe la tarea de aproximar el valor de las propiedades del gas si se tiene en cuenta la incorporación extensiva en los motores Diesel de los sistemas de EGR y de post-tratamiento. Se aumenta, por tanto, el interés por el cálculo de las variaciones de las propiedades del gas.

La resolución del sistema formado por las ecuaciones de conservación 3.20 y la ecuación de estado considerando que las propiedades del gas varían con la composición y la temperatura supone introducir la hipótesis de que el flujo es un gas ideal y no-perfecto. Ello tiene efectos sobre la temperatura del gas y, de ahí, sobre la relación de calores específicos.

Consecuencia de la hipótesis de gas ideal es que se considera despreciable cualquier relación entre la energía interna y la presión, ya que los efectos de las fuerzas intermoleculares son despreciables. Varios estudios certifican la aplicación de esta hipótesis al estudio termofluidodinámico en motores de combustión interna alternativos. Donaldson [58], aplicando la ecuación de estado de Van der Waals, encontró que la presión no tiene influencia sobre la relación de calores específicos hasta una presión de 5 *bar* a 290 *K*. Esta presión límite aumenta con la temperatura, por lo que se desprende que tanto en los sistemas de admisión como de escape de los motores de combustión interna alternativos el comportamiento del gas está representado adecuadamente por la ecuación de los gases ideales (3.4). Además, Otobe *et al.* [59] encontraron que en el interior de los cilindros de motores sobrealimentados Diesel y motores de competición, con picos de presión de alrededor de 160 *bar*, las elevadas temperaturas de combustión aseguraban que el comportamiento del gas seguía bien representado por la ecuación 3.4. Lapuerta *et al.* también concluyen que el uso de ecuaciones de estado cúbicas o acéntricas no mejoran sustancialmente la simulación del comportamiento del gas durante la combustión de un motor de combustión interna alternativo [60].

Conforme a estas consideraciones, bajo las condiciones de operación de los motores de combustión interna alternativos, la energía interna y la entalpía específicas del fluido se pueden expresar, respectivamente, como:

$$e = \bar{c}_v T \quad (3.27)$$

$$h = \bar{c}_p T \quad (3.28)$$

donde la manera más sencilla de evaluar las variaciones de la capacidad calorífica a volumen y presión constante consiste en el cálculo de valores medios definidos como:

$$\bar{c}_v = \frac{1}{T} \int_{T_0}^T c_v dT \quad (3.29)$$

$$\bar{c}_p = \frac{1}{T} \int_{T_0}^T c_p dT \quad (3.30)$$

Aunque existen diversas posibilidades para determinar el valor de las propiedades del gas con el que resolver el sistema de ecuaciones de conservación entre los instantes de tiempo t y $t + \Delta t$, se toma la propuesta de Poloni *et al.* [61]. Esta solución consiste en asumir que los valores de las propiedades del gas son constantes durante el incremento de tiempo Δt y en el incremento espacial en que se resuelve el problema, Δx . Una vez el valor de la temperatura y la composición del gas son conocidas en el siguiente instante de tiempo es posible obtener de nuevo las propiedades del gas.

La evaluación de las propiedades del gas que fluye a través de los elementos del motor se realiza en base a la temperatura y composición que posee instantánea y localmente. Es preciso considerar las propiedades que posee cada una de las especies químicas que componen dicho gas. El modelo de transporte de especies químicas que se propone consta de 9 especies químicas, enumeradas en la tabla 3.1. Como se ha indicado anteriormente, las partículas son modeladas como carbono sólido, siendo su transporte relevante en el estudio de los procesos de pérdida de presión, filtrado y regeneración que tienen lugar en los filtros de partículas.

Tabla 3.1. Especies químicas presentes en el modelo de acción de ondas WAM.

Especies químicas	
Nitrógeno (N_2)	Hydrocarburos sin quemar (H_xC_y)
Oxígeno (O_2)	Monóxido de carbono (CO)
Argón (Ar)	Partículas (C)
Vapor de agua (H_2O)	Óxidos de nitrógeno (NO_x)
Dióxido de carbono (CO_2)	

Aún cuando el modelo es capaz de transportar tanto las principales especies químicas de las que está compuesto el aire como los principales contaminantes

que se producen en el proceso de combustión, por simplicidad, el cálculo de las propiedades del gas se realiza a partir de las fracciones másicas de O_2 , Ar , H_2O , CO_2 y N_2 . A efectos de cálculo de las propiedades del gas, la fracción másica de las especies químicas contaminantes, muy inferior en comparación al resto, se añade a la fracción másica de N_2 .

Así, la constante específica del gas se calcula de acuerdo a la expresión 3.31.

$$R_g = R_{N_2}Y_{N_2} + R_{O_2}Y_{O_2} + R_{Ar}Y_{Ar} + R_{H_2O}Y_{H_2O} + R_{CO_2}Y_{CO_2} \quad (3.31)$$

Los valores de la constante del gas para cada especie química se recogen en la tabla 3.2.

Tabla 3.2. Valor de la constante específica del gas para cada especie química.

Especie química	$R \left[\frac{J}{kgK} \right]$
N_2	296.84
O_2	259.82
Ar	208.12
H_2O	461.40
CO_2	188.92

Por otro lado, el cálculo de la capacidad calorífica del gas a presión constante se obtiene a partir de la expresión 3.32:

$$c_{p_g} = c_{p_{N_2}}Y_{N_2} + c_{p_{O_2}}Y_{O_2} + c_{p_{Ar}}Y_{Ar} + c_{p_{H_2O}}Y_{H_2O} + c_{p_{CO_2}}Y_{CO_2} \quad (3.32)$$

Los valores del calor específico de cada componente químico del gas se calculan a partir de la correlación con la temperatura propuesta por la JANAF [62], aplicable en el rango de temperaturas entre 0 K y 6000 K. Esta base de datos es utilizada en otros modelos de acción de ondas [18, 19], así como en modelos de diagnóstico de la combustión [63] y modelos de predicción de la combustión Diesel [57, 64, 65], estos últimos desarrollados también por el Departamento de Máquinas y Motores Térmicos de la Universidad Politécnica de Valencia.

$$c_p(T) = R(a_1T^{0,5} + a_2 + a_3T^{-0,5} + a_4T^{-1} + a_5T^{-1,5}) \quad (3.33)$$

Los coeficientes a_i de la ecuación 3.33 se detallan en la tabla 3.3 para cada especie química.

Tabla 3.3. Coeficientes en la correlación de calor específico $c_p(T)$ para cada especie química considerada en el cálculo del modelo de acción de ondas WAM.

Especie química	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5
N_2	12.531	-0.05932	-352.3	5279.1	-27358
O_2	-0.112	0.0479	195.42	-4426.1	32538
Ar	0	2.5	0	0	0
H_2O	22.605	-0.09067	-826.53	13970.1	-82114
CO_2	12.019	-0.03566	-142.34	-163.7	9470

En la figura 3.2 se representa la variación del calor específico a presión constante en función de la temperatura de las especies químicas consideradas en el cálculo propuesto. Se realiza la comparación entre los resultados proporcionados por la aplicación de la base de datos de la JANAF y los obtenidos a partir de las bases de datos del Sandia National Laboratory [66] y del Argonne National Laboratory [67]. El argón no se representa por ser su valor de c_p constante [62, 66, 67].

Las bases de datos del Sandia National Laboratory y del Argonne National Laboratory están desarrolladas para su uso en el programa ChemkinTM. De acuerdo a los requerimientos de este programa, la expresión para el cálculo del c_p es de la forma:

$$c_p(T) = R(a_1 + a_2T + a_3T^2 + a_4T^3 + a_5T^4) \quad (3.34)$$

Estas correlaciones son aplicables en el rango de temperaturas entre 300 K y 4000 K . Para cada especie química existen unos coeficientes para el rango entre 300 K y 1000 K y otros para el rango de elevada temperatura, entre 1000 K y 4000 K . Los coeficientes para cada especie química en cada rango de temperatura se detallan en el Anexo 3.A para ambas bases de datos.

La figura 3.3 muestra la comparación entre las tres correlaciones citadas para el cálculo del valor de c_p del aire atmosférico seco y de los gases quemados obtenidos, mediante un cálculo de balance estequiométrico, con un dosado relativo $F_R = 0.8$ usando un combustible Diesel de composición media $C_{10,8}H_{18,7}^1$. Las composiciones de ambas mezclas gaseosas se presentan en la tabla 3.4.

¹En la combustión estequiométrica se considera que el aire seco tiene una composición de $Y_{N_2} = 0.7686$ y $Y_{O_2} = 0.2314$.

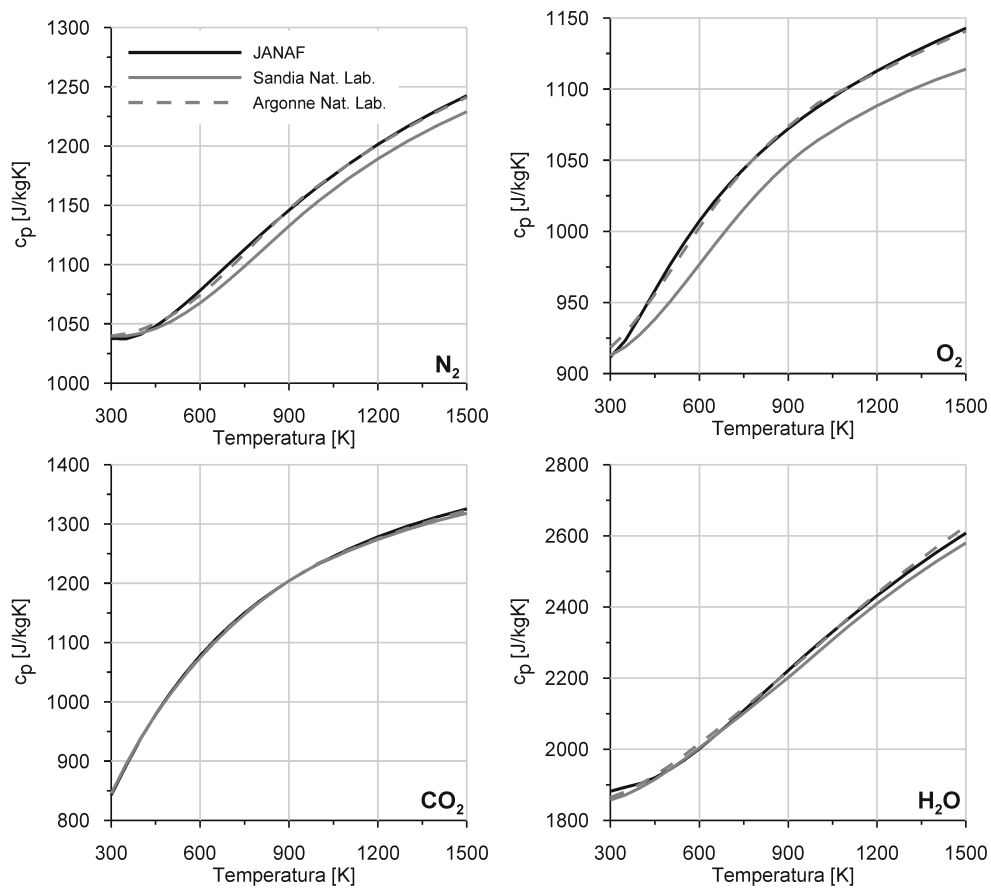


Figura 3.2. Variación del calor específico del N_2 , O_2 , CO_2 y H_2O en función de la temperatura de acuerdo a las correlaciones de la JANAF [62], del Sandia National Laboratory [66] y del Argonne National Laboratory [67].

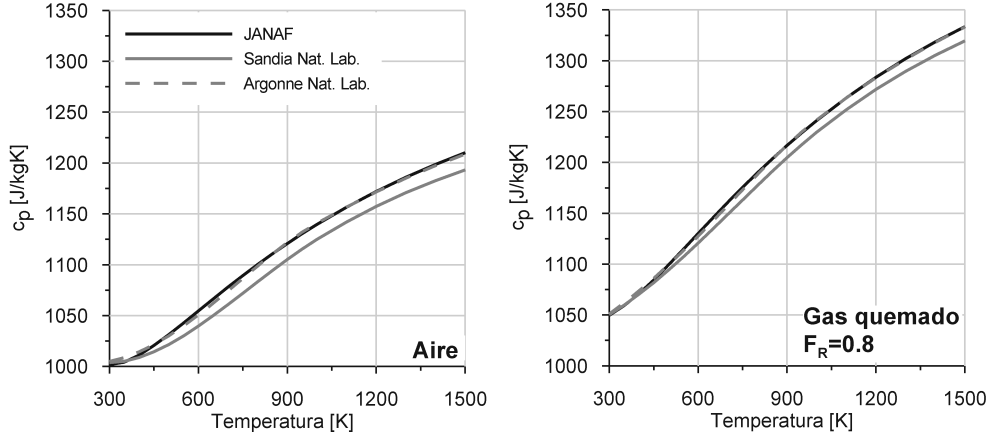


Figura 3.3. Variación del calor específico del aire seco y de los gases de escape aplicando las correlaciones de la JANAF [62], del Sandia National Laboratory [66] y del Argonne National Laboratory [67].

Tabla 3.4. Composición del aire y del gas quemado empleados en la figura 3.3.

Especie química	Y_i aire	Y_i gas quemado
N_2	0.7552	0.7282
O_2	0.2314	0.0438
Ar	0.0129	0
H_2O	0	0.0597
CO_2	0.0005	0.1683

De la comparación entre los resultados proporcionados por cada una de las tres correlaciones, especialmente coincidentes en el caso de la JANAF y del Argonne National Laboratory, se asume la idoneidad del uso de las correlaciones de la JANAF.

Por último, la relación de calores específicos (γ), que afecta al cálculo de la velocidad del sonido, se calcula a partir de los valores de R y c_p de acuerdo a la ecuación 3.35:

$$\gamma(T, Y) = \frac{c_p(T, Y)}{c_v(T, Y)} = \frac{c_p(T, Y)}{c_p(T, Y) - R(Y)} \quad (3.35)$$

3.2.3. Algunos resultados del modelo de transporte de especies químicas con variación en las propiedades del gas

En este apartado se va a evaluar el comportamiento del método Lax-Wendroff de dos pasos y del esquema TVD de limitación de flujo de Sweby ante la resolución de las ecuaciones de conservación con transporte de especies químicas. Para ello, estos métodos se aplican a problemas con discontinuidades de contacto y flujo homentrópico derivados del problema de Riemann. En el Anexo 3.B se realiza un análisis de la influencia de diferentes limitadores de flujo sobre el esquema TVD de limitación de flujo de Sweby.

El hecho de que la simulación se realice en condiciones de flujo homentrópico surge de que el problema de Riemann, para gas perfecto, posee una de las pocas soluciones exactas de las ecuaciones de Euler. La solución exacta puede ser obtenida resolviendo iterativamente las ecuaciones de Rankine-Hugoniot [68–70].

La importancia de los términos difusivos en el transporte de especies químicas en motores de combustión interna alternativos ya fue estudiada por Arnau [28] en condiciones de gas perfecto. Dado que se concluyó que eran términos despreciables no se volverá a analizar en este trabajo bajo la hipótesis de gas no-perfecto.

Caso 1: Discontinuidad de contacto térmica y de composición

Si se realiza la simulación asumiendo flujo homentrópico y gas perfecto es posible identificar claramente el efecto introducido sobre la solución por el método numérico empleado. A continuación, incluyendo el cálculo de las propiedades del gas en función de la temperatura y la composición, es decir, realizando el cálculo para gas no-perfecto, se obtienen las condiciones adecuadas para adquirir la capacidad de analizar la influencia de esta hipótesis sobre el transporte del fluido a través de los conductos.

Tabla 3.5. *Caso 1: Condiciones iniciales.*

Propiedad	Izquierda	Derecha
p [bar]	5	1
T [K]	1000	300
u [m/s]	0	0
X_{N_2} [-]	0.3	0.7
X_{CO_2} [-]	0.7	0.3

Este es el procedimiento que se plantea en el Caso 1. En un conducto se dispone un diafragma que separa dos regiones en las que el fluido se encuentra en condiciones dispares de presión, temperatura y composición. Al eliminar el diafragma, estas condiciones generan una onda de choque y una fuerte discontinuidad de contacto térmica y de composición. La separación entre ambas zonas se estudia en el centro del dominio $D = \{x : x \in [-1, 1]\}$, expresado en metros, y el diafragma se rompe en el instante $t = 0$. El mallado empleado ha sido de 20 mm . Las condiciones iniciales a cada lado del diafragma, que han sido tomadas de uno de los casos planteados por Winterbone y Pearson en [4, 17], se detallan en la tabla 3.5. Se trata de condiciones extremas que no son realistas en motores de combustión interna alternativos. Sin embargo, permiten realizar una adecuada evaluación tanto de los métodos numéricos aplicados como de la influencia que puede llegar a tener un correcto modelado de la propiedades del gas sobre el transporte de masa, cantidad de movimiento y energía.

Al igual que en [17], la solución exacta, representada en línea continua en los siguientes gráficos, se ha obtenido considerando el fluido un gas perfecto de composición molar $X_{N_2} = 0.7$ y $X_{CO_2} = 0.3$ a la temperatura de 300 K , condiciones a las que corresponde un valor de $\gamma = 1.36$, $R = 253.41 \text{ J/kgK}$ y $c_p = 959.5 \text{ J/kgK}$. Estas mismas propiedades del gas son las que se aplican para obtener la solución numérica en las figuras 3.4 y 3.5, que muestran los resultados proporcionados por el método de Lax-Wendroff de dos pasos y el esquema TVD de Sweby respectivamente bajo la hipótesis de gas perfecto.

En la figura 3.4, tal como indican otros autores [17, 28], el método Lax-Wendroff de dos pasos posee, alrededor de las discontinuidades, el comportamiento altamente dispersivo y oscilatorio común a todos los esquemas numéricos simétricos de segundo orden o superior capaces de modelar discontinuidades de contacto.

Como era de esperar, este comportamiento también aparece en el transporte de especies químicas; se pone de manifiesto que en su resolución pueden existir instantes de cálculo en los que alguna especie química pudiera poseer una fracción másica inferior a 0, como ocurre en la figura 3.4.

La aplicación del esquema TVD de limitación de flujo de Sweby, cuyos resultados se muestran en la figura 3.5, permite eliminar estas oscilaciones espurias al disminuir la precisión del método numérico a orden 1 en la zona de la discontinuidad mediante la aplicación del limitador de flujo. Sin embargo, esta solución conlleva la introducción en la región de la discontinuidad de la difusión numérica propia de los métodos de primer orden.

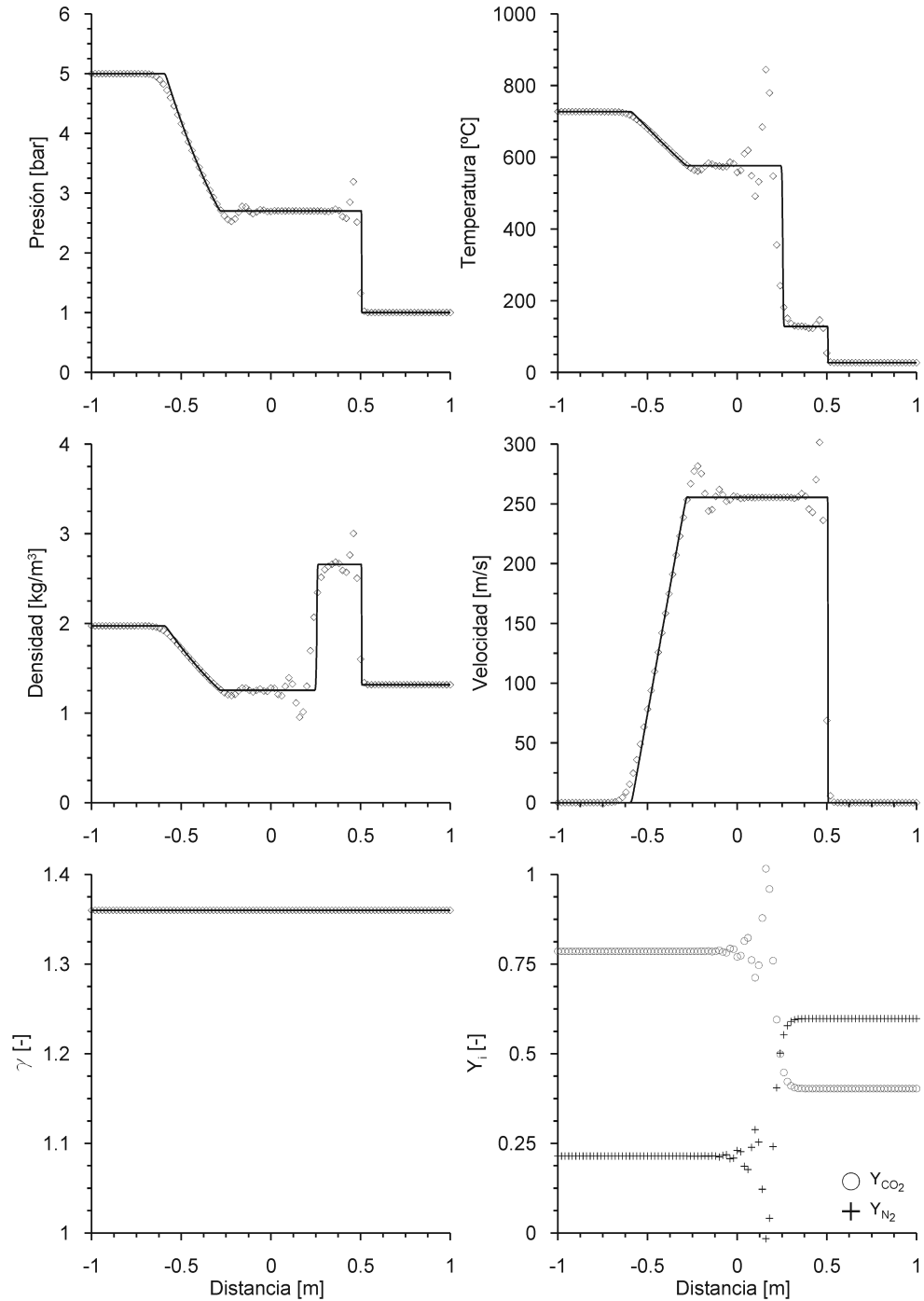


Figura 3.4. Caso 1. Resultados del método Lax-Wendroff de dos pasos con transporte de especies químicas considerando propiedades del gas constantes (gas perfecto). Instante $t = 0.001$ s.

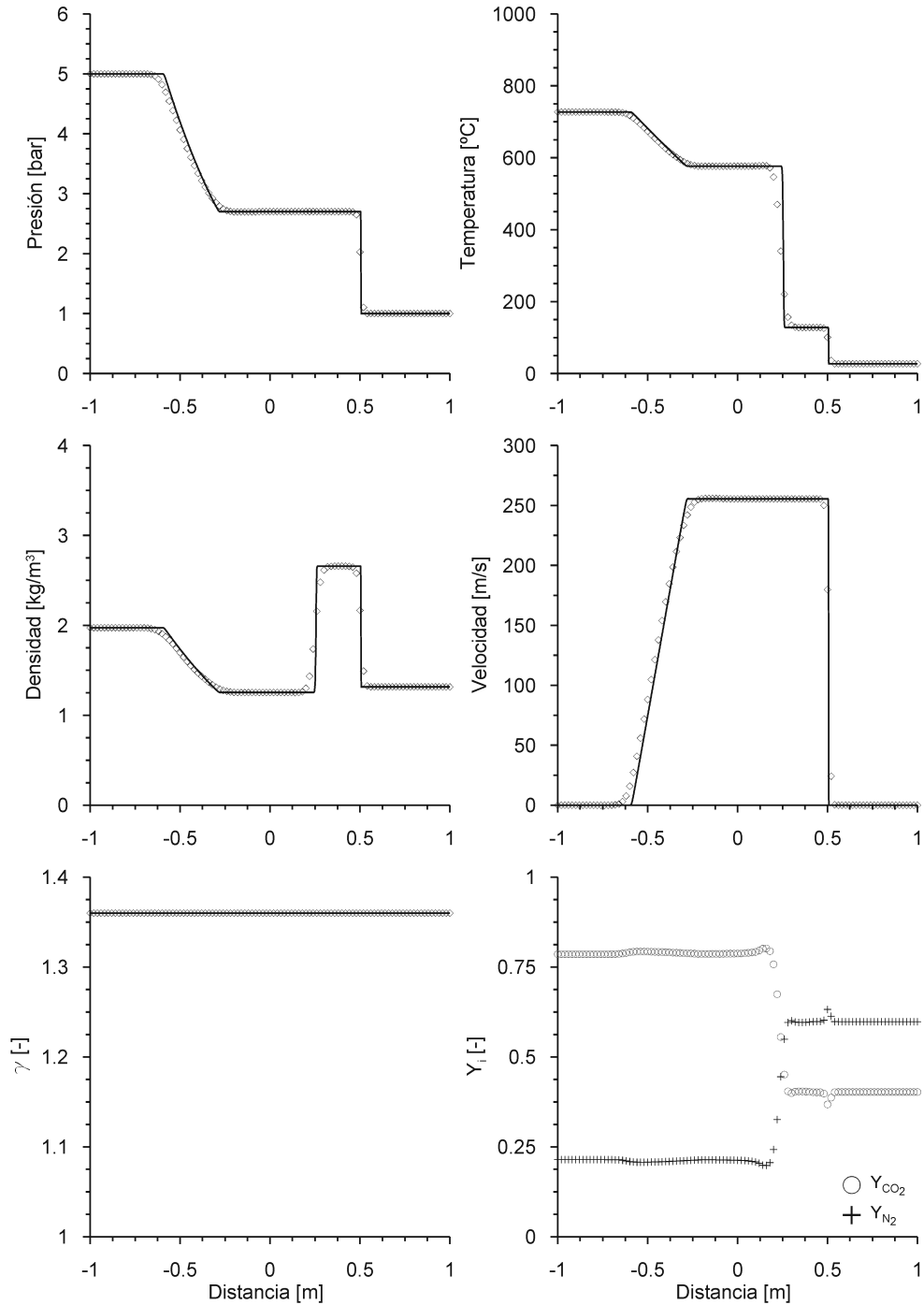


Figura 3.5. Caso 1. Resultados del esquema TVD de limitación de flujo de Sweby con transporte de especies químicas considerando propiedades del gas constantes (gas perfecto). Instante $t = 0.001$ s.

Respecto al transporte de especies químicas, la difusión numérica aparece especialmente en la zona de la discontinuidad de contacto pero, además, adquiere cierta relevancia en las proximidades de la onda de choque y en la cola de la onda de rarefacción. Tal y como indican Winterbone *et al.* [17], la aparición de estas características en los esquemas de alta resolución puede estar relacionada con el hecho de que han sido desarrollados para tener propiedades específicas en la resolución de ecuaciones lineales de transporte y/o leyes de conservación escalares. Su extensión a la resolución de sistemas de leyes de conservación no lineales, tales como las ecuaciones de Euler, puede provocar que algunos de estos esquemas no sean capaces de proveer resultados que cumplan estrictamente la condición TVD ante ciertas condiciones del flujo.

Con este cálculo se ha identificado la influencia que cada uno de los métodos numéricos indicados posee sobre el transporte de especies químicas bajo la hipótesis de gas perfecto. El siguiente paso consiste en hacer uso de la nueva capacidad de transporte del modelo para obtener el efecto que tiene sobre las propiedades del flujo el hecho de que el fluido se comporte como un gas no-perfecto.

La figura 3.6 muestra los resultados obtenidos para este caso por el método Lax-Wendroff de dos pasos. Dado que la solución exacta se ha calculado con las propiedades de un gas perfecto con las mismas propiedades que el gas presente en el lado derecho del diafragma, las principales diferencias aparecen en el cálculo de las propiedades del gas situado a la izquierda del mismo. Es este gas el que se encuentra en movimiento debido a la diferencia de presiones impuesta.

El hecho de que este gas posea una composición y temperatura que imponen un valor de γ alrededor de 1.21 induce a notables diferencias en el cálculo. Estas diferencias afectan principalmente a la velocidad de propagación asociada a la onda de rarefacción debido a que es la discontinuidad más expuesta a las diferencias de las propiedades del fluido respecto a la solución exacta. Más levemente, esta influencia se manifiesta también en la zona entre la superficie de contacto y la onda de choque debido al nivel de temperatura presente en esta región.

En la figura 3.7 se muestra el mismo cálculo con la aplicación del esquema TVD de limitación de flujo de Sweby. Se obtienen resultados análogos pero, como se ha explicado anteriormente, eliminándose la dispersión e introduciendo la difusión propia de este tipo de métodos numéricos en diferencias finitas.

Si los métodos numéricos de los que se hace uso en este trabajo se aplican con una reducción notable de la malla espacial de los conductos y se calcula en condiciones de gas no-perfecto, se obtiene una solución convergente a la

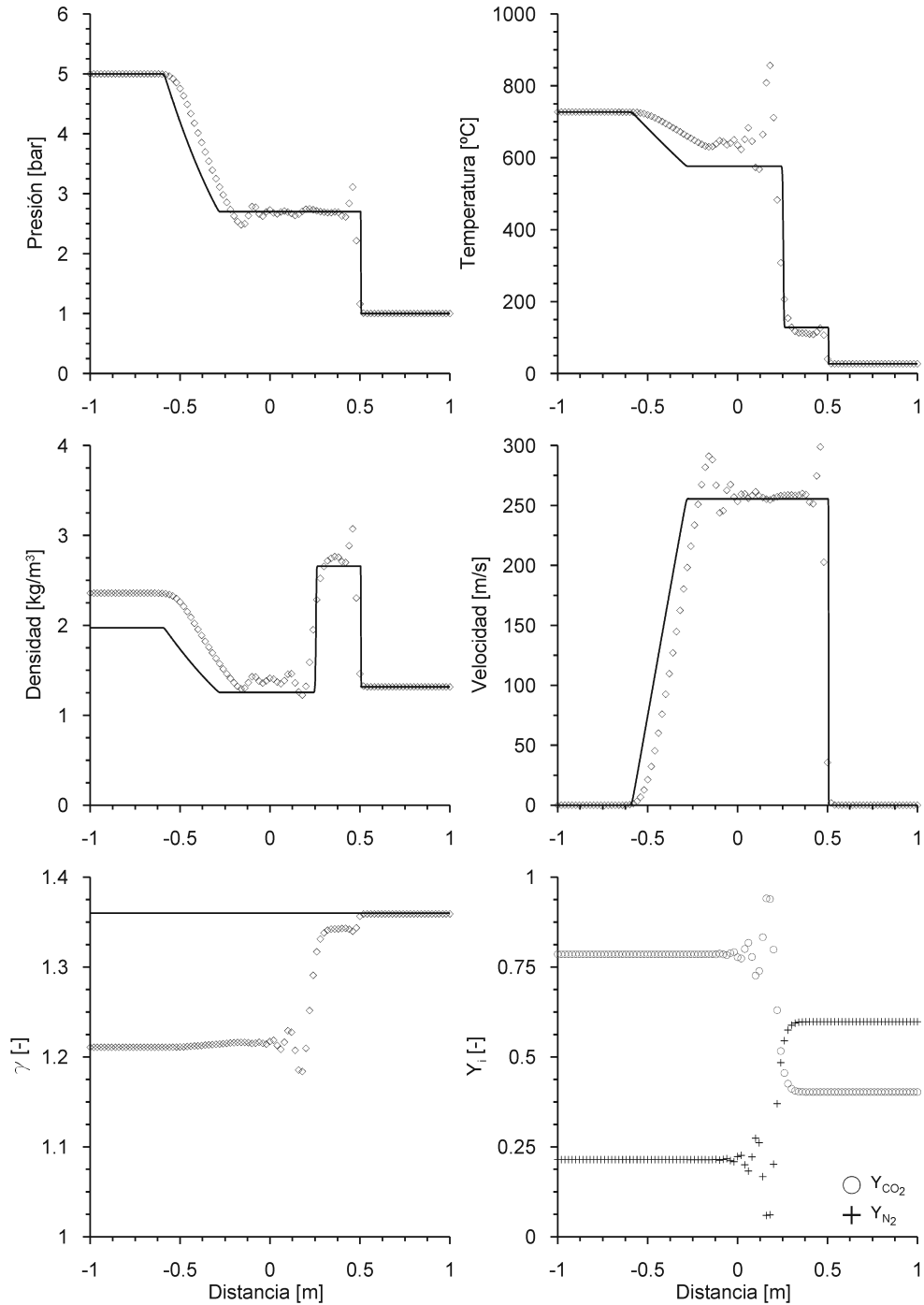


Figura 3.6. Caso 1. Resultados del método Lax-Wendroff de dos pasos con transporte de especies químicas considerando propiedades del gas función de la temperatura y la composición del gas (gas no-perfecto). Instante $t = 0.001$ s.

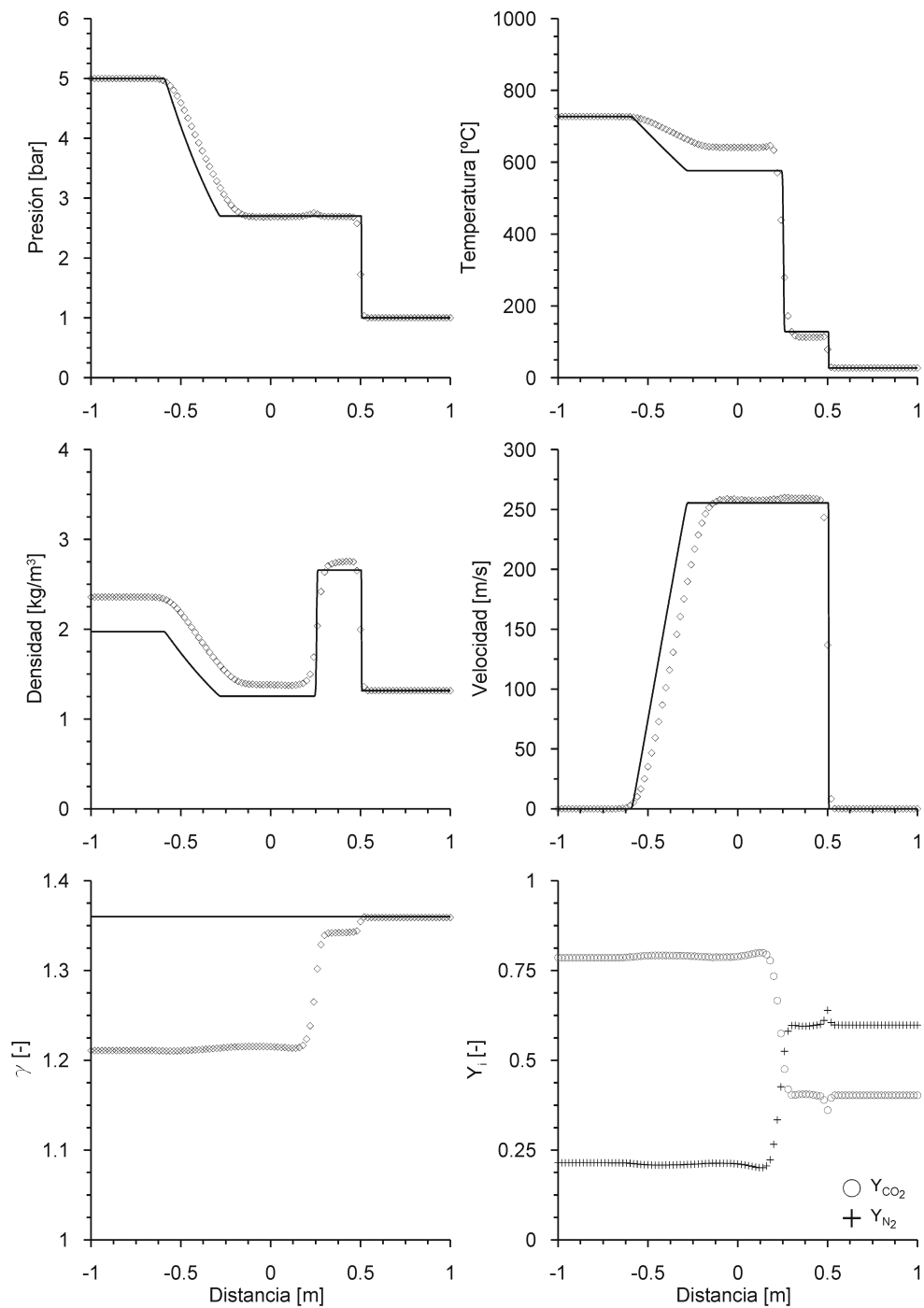


Figura 3.7. Caso 1. Resultados del esquema TVD de limitación de flujo de Sweby con transporte de especies químicas considerando propiedades del gas función de la temperatura y la composición del gas (gas no-perfecto). Instante $t = 0.001$ s.

solución *exacta* del problema bajo esta hipótesis. Este es el cálculo cuyos resultados se muestran en las figuras 3.8 y 3.9 para el método Lax-Wendroff de dos pasos y el esquema TVD de Sweby respectivamente comparando de nuevo con la solución exacta de gas perfecto.

En ambas simulaciones el mallado aplicado ha sido de 1 *mm*, mostrando claramente que el mallado impuesto tiene una influencia importante sobre la difusión numérica de los métodos de alta resolución. Sin embargo, en el caso de los métodos simétricos de segundo orden, si bien reduce la zona del conducto en la que las oscilaciones numéricas tienen lugar, estas siguen teniendo una magnitud muy importante especialmente en los nodos próximos a la superficie de contacto.

Caso 2: Discontinuidad de contacto en sistemas con EGR

Como se ha indicado, el Caso 1 ha permitido analizar la importancia de tener en cuenta que el gas es no-perfecto y la capacidad que poseen algunos de los principales métodos numéricos en diferencias finitas [40] para abordar el cálculo de las condiciones del flujo ante discontinuidades de contacto. El siguiente paso ha de consistir en determinar en qué orden de magnitud afecta la consideración de fluido como gas no-perfecto en el campo de aplicación específico de los motores de combustión interna alternativos. En ellos aparecen discontinuidades de contacto térmicas y de composición en zonas y por causas diversas:

- En el sistema de admisión, reflujos de gas de escape desde el cilindro a la apertura de las válvulas de admisión y reflujos de aire fresco y residuales al finalizar el proceso de admisión.
- En el sistema de escape, la discontinuidad, esencialmente térmica, tiene lugar al producirse la apertura de las válvulas de escape.
- En los sistemas de admisión, en el proceso de mezcla del flujo de EGR con el aire fresco.
- En los sistemas de post-tratamiento de gases de escape se producen cambios importantes tanto en temperatura como en composición si tienen lugar reacciones químicas. Además, en casos específicos, como estrategias de regeneración activas en filtros de partículas, el propio proceso que tiene lugar en el filtro de partículas requiere del transporte de combustible vaporizado a lo largo de la línea de escape, lo que afecta a las propiedades del fluido.

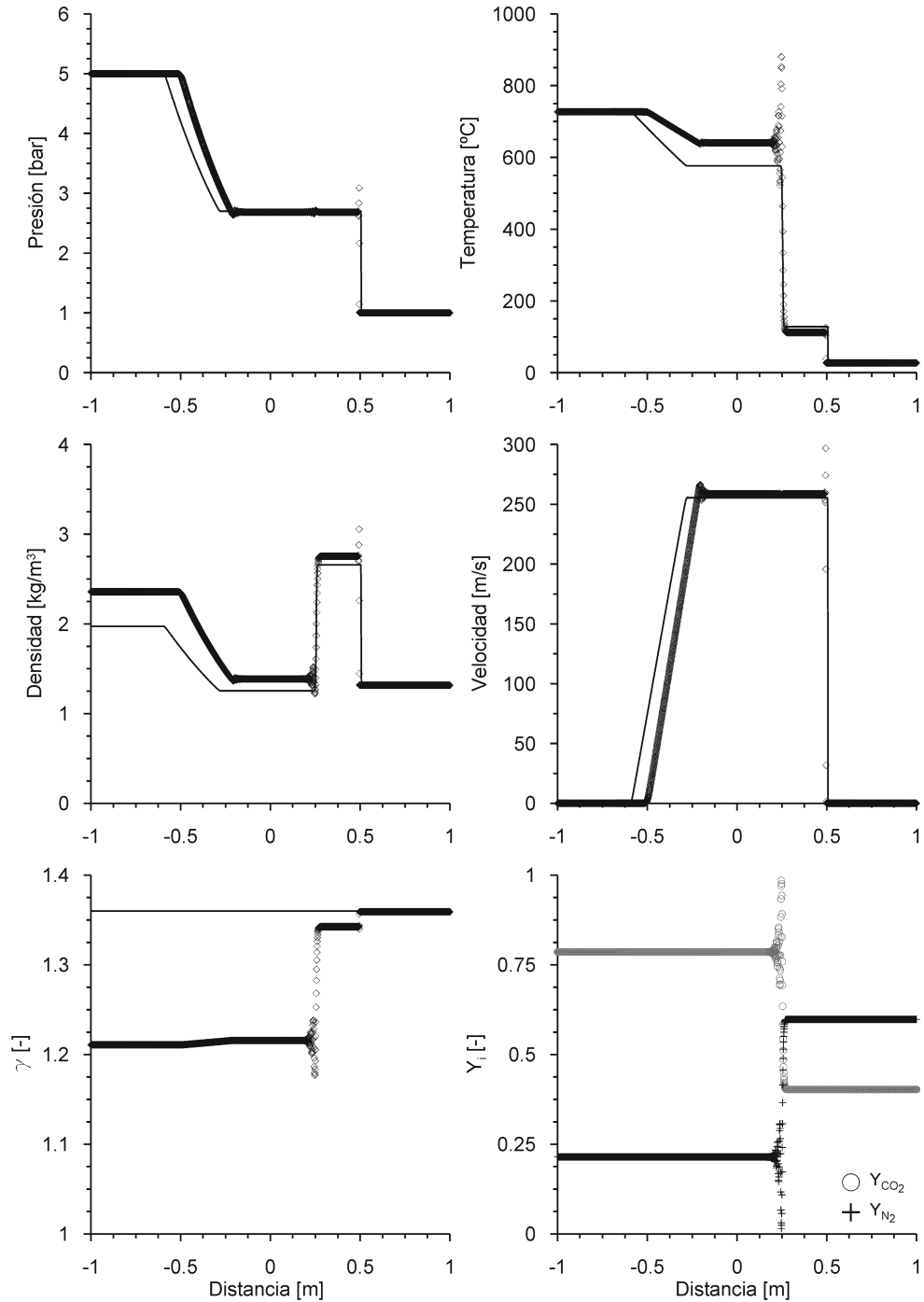


Figura 3.8. Caso 1. Efecto de la reducción del mallado sobre la solución del método Lax-Wendroff de dos pasos con transporte de especies químicas considerando propiedades del gas función de la temperatura y la composición del gas (gas no-perfecto). Instante $t = 0.001$ s.

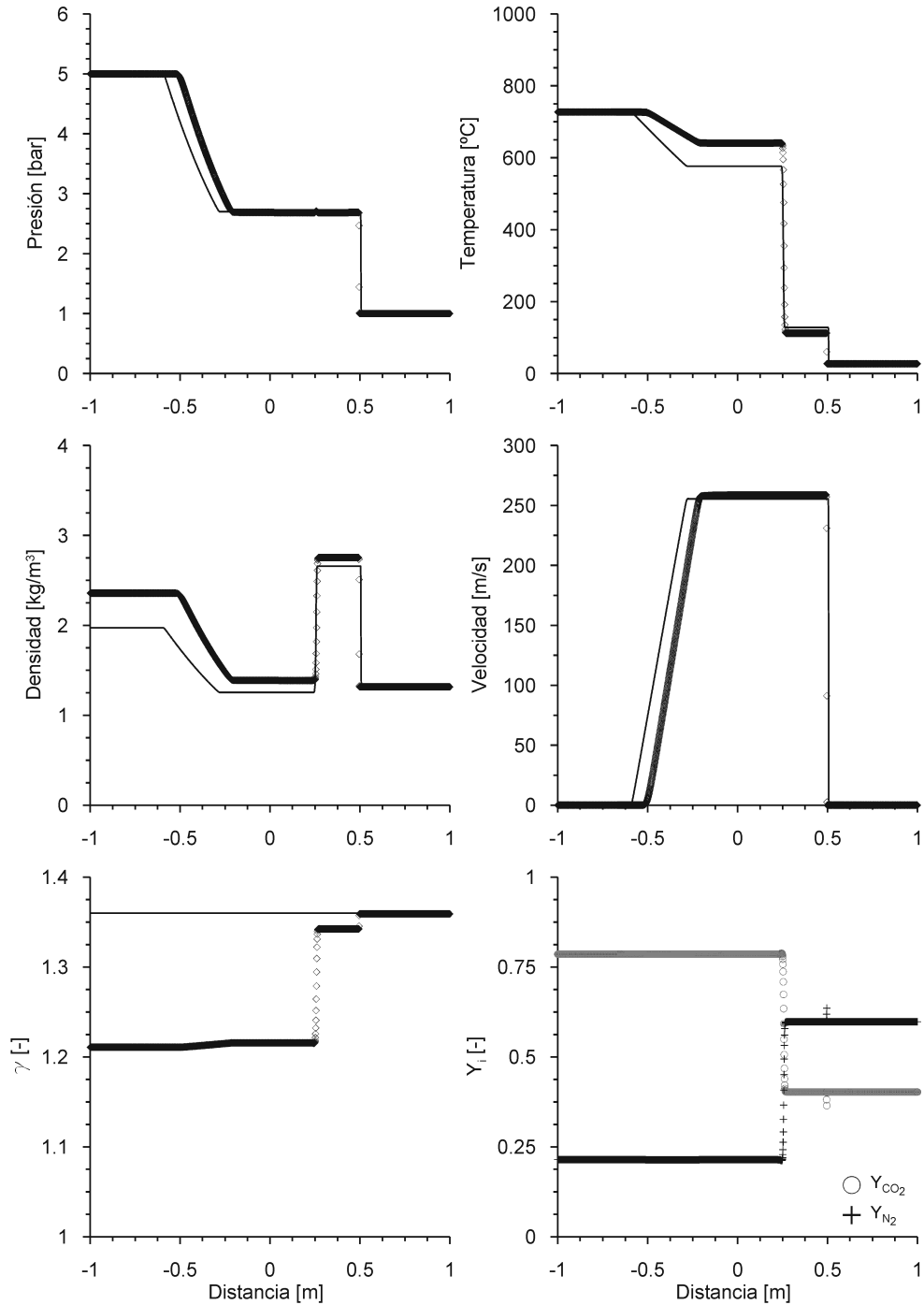


Figura 3.9. Caso 1. Efecto de la reducción del mallado sobre la solución del esquema TVD de limitación de flujo de Swebby con transporte de especies químicas considerando propiedades del gas función de la temperatura y la composición del gas (gas no-perfecto). Instante $t = 0.001$ s.

Atendiendo a la fenomenología existente, se plantea una simulación en la que se estudia el transporte de la discontinuidad de contacto producida por un frente de onda del flujo procedente de la recirculación de gases de escape con el flujo de aire fresco. El problema se ha simplificado a condiciones de flujo continuo con objeto de aislar la propagación de la discontinuidad de contacto de fenómenos pulsantes. Así es factible analizar el efecto también sobre las ondas de rarefacción y de choque asociadas al proceso. Por lo tanto, al igual que en el Caso 1, se dispone de un conducto con dos regiones separadas por un diafragma. A cada lado del diafragma el fluido posee composición y condiciones termodinámicas diferentes, indicadas en la tabla 3.6.

Tabla 3.6. *Caso 2: Condiciones iniciales.*

Propiedad	Izquierda	Derecha
p [bar]	1.45	1
T [K]	773	333
u [m/s]	0	0
Y_{N_2} [-]	0.733	0.7686
Y_{O_2} [-]	0.0663	0.2314
Y_{H_2O} [-]	0.0525	0
Y_{CO_2} [-]	0.1482	0

El fluido situado a la izquierda del diafragma está compuesto por los productos de una combustión, calculada mediante balance estequiométrico, entre aire seco y un combustible de composición media $C_{10,8}H_{18,7}$ a dosado relativo $F_R = 0.7$. Se encuentra a una temperatura media de 773 K. Al romper el diafragma en el instante $t = 0$, este fluido avanza a lo largo del conducto, desplazando al aire seco presente a la derecha del diafragma, que se encuentra a 333 K, debido a la diferencia de presiones que existe entre ambos flujos. La diferencia de presiones ha sido fijada en 0.45 bar, con lo que se pretende representar el orden de magnitud del gradiente de presiones que se puede encontrar entre la amplitud máxima del pulso de presión procedente del EGR con el nivel de presión del sistema de admisión.

La solución exacta ha sido obtenida considerando que el fluido es un gas perfecto cuyas propiedades son $\gamma = 1.4$, $R = 287$ J/kgK y $c_p = 1004.5$ J/kgK. Por otro lado, la solución numérica ha sido calculada con un mallado de 20 mm. Los resultados, obtenidos aplicando el esquema TVD de limitación de flujo de Sweby, se representan en la figura 3.10.

Se observa que, para una discontinuidad tanto de composición como de temperatura similar a las que realmente se pueden encontrar en los motores de

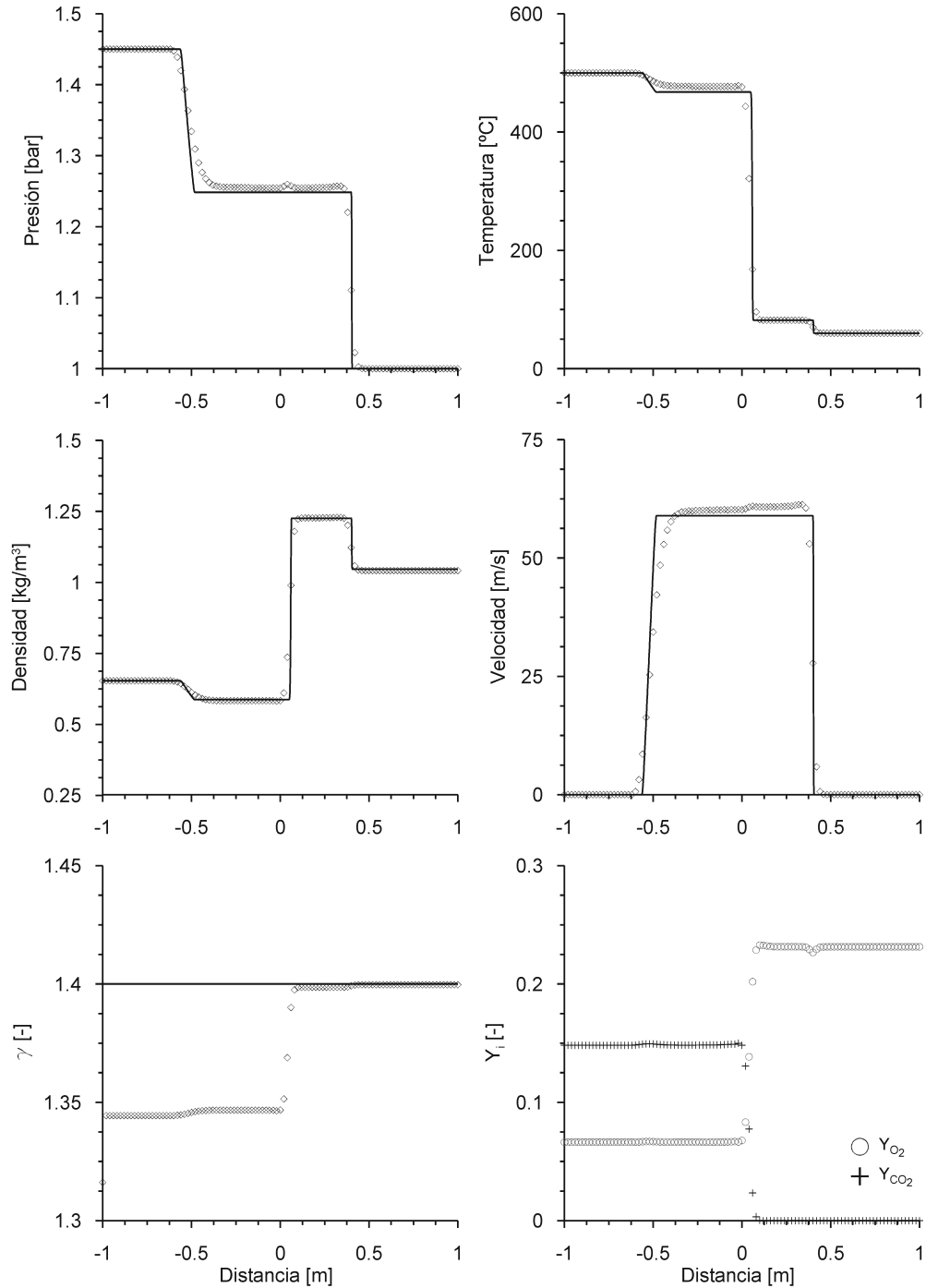


Figura 3.10. Caso 2. Resultados del esquema TVD de limitación de flujo de Sweby con transporte de especies químicas considerando propiedades del gas función de la temperatura y la composición del gas (gas no-perfecto). Instante $t = 0.001$ s.

combustión interna alternativos, el cálculo de las propiedades del gas como no-perfecto introduce diferencias aún apreciables en los niveles de temperatura, presión y velocidad, lo que afecta a la energía interna y entalpía que posee realmente el flujo.

A su vez, estas variaciones afectan de manera directa al cálculo de la velocidad de propagación que afecta a las ondas de choque y rarefacción y a la posición de la discontinuidad de contacto. Estos resultados son acordes a los obtenidos por Winterbone [17], que resuelve el Caso 1 y otros similares, y Onorati [18]. En este último trabajo, aunque con una composición realista para gases de escape y admisión, plantea unas condiciones de operación con un gradiente de presiones y temperaturas demasiado elevado como para ser representativo de las condiciones que pueden darse durante la operación de los motores de combustión interna alternativos.

Sin embargo, la diferencia que se aprecia en la figura 3.10 respecto a la velocidad de propagación de las ondas entre el cálculo como gas perfecto y como gas no-perfecto puede verse enmascarada por la difusión numérica que introducen los métodos de alta resolución. En la figura 3.11 se representan los resultados aportados por el método Lax-Wendroff de dos pasos. Si bien se introduce el efecto de la dispersión numérica, se aprecia con mayor claridad que la velocidad de propagación tanto de la onda de rarefacción como de la onda de choque es menor que en el caso de gas perfecto.

Por la escasa diferencia observada no se invalidan los resultados aportados por la hipótesis de gas perfecto. Pese a ello, la adición del transporte de especies químicas a los modelos de acción de ondas y, en base al mismo, el cálculo de las propiedades del gas en función de la composición y la temperatura, contribuye a un modelado más completo en condiciones de flujo pulsante pues añade mayor precisión en el cálculo de las amplitudes máximas de los pulsos y su fase.

Todo ello acaba por manifestarse en el conjunto del proceso del que participan los modelos de acción de ondas. Por ejemplo, a nivel específico, influye en el cálculo de procesos transitorios. Para estos estudios se realiza un notable esfuerzo en la obtención de la energía disponible en la turbina a través de una correcta simulación de las leyes de liberación de calor [71–74], ya que es crítico garantizar que la energía disponible en el gas de escape se transporte de manera precisa hasta la turbina. A este fin contribuye la capacidad de calcular la variación en las propiedades del fluido sobre las que influirán aspectos como el grado de carga del motor o la evolución del transitorio térmico.

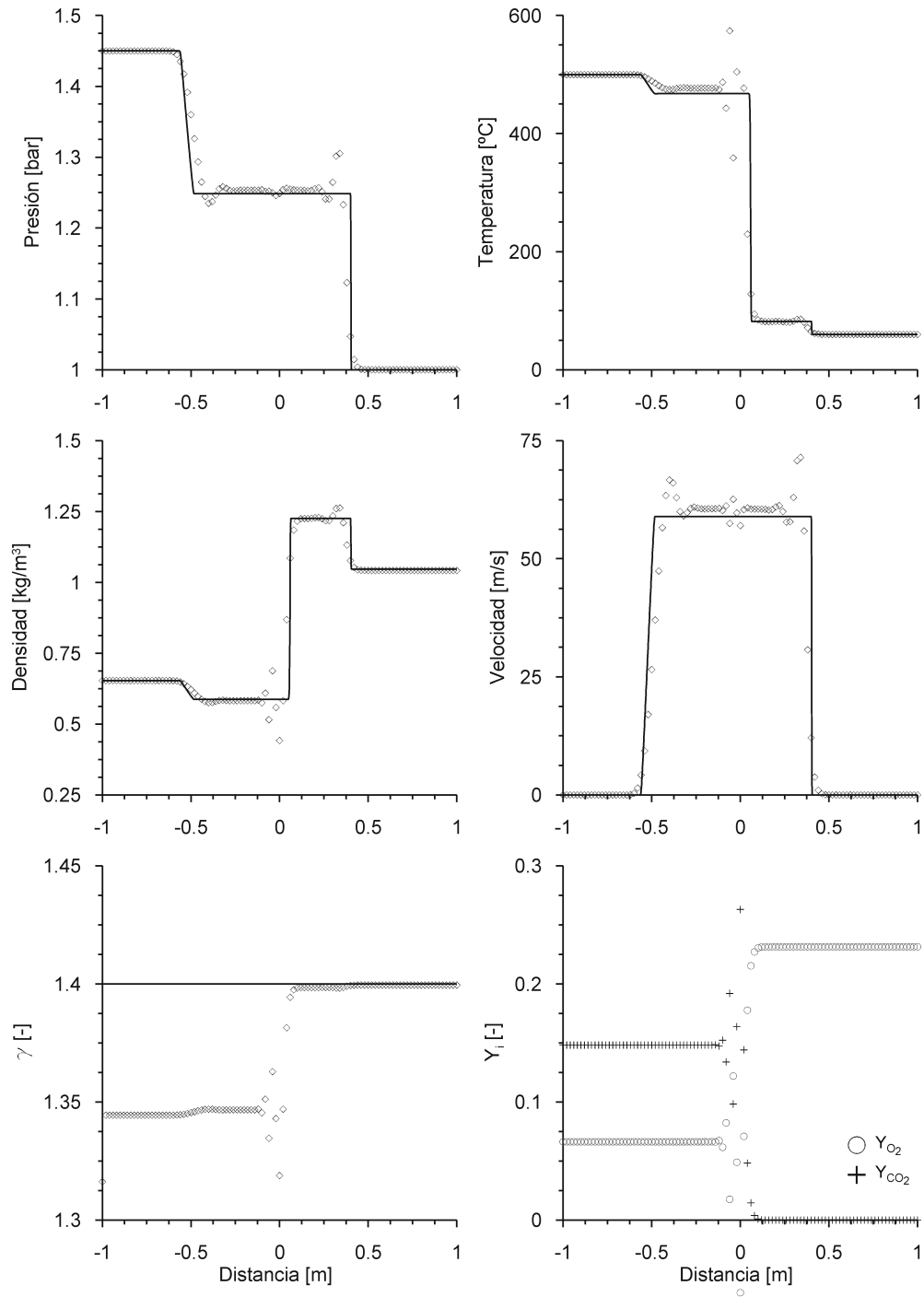


Figura 3.11. Caso 2. Resultados del método Lax-Wendroff de dos pasos con transporte de especies químicas considerando propiedades del gas función de la temperatura y la composición del gas (gas no-perfecto). Instante $t = 0.001$ s.

3.3. Modelo de Acción de Ondas con Discretización Temporal Independiente

Los modelos de acción de ondas realizan el cálculo termofluidodinámico en cada uno de los sistemas que forman parte del motor. Como se ha indicado anteriormente, estos sistemas están representados por la adecuada combinación de elementos 1D, 0D y condiciones de contorno. Los elementos 1D poseen un mallado espacial en sentido axial que fija los nodos de cálculo en los que es resuelto el sistema de ecuaciones de conservación. Este mallado espacial es generalmente impuesto por el usuario, quien habrá adoptado dicha solución a fin de obtener un equilibrio adecuado entre precisión, fiabilidad y coste computacional. En cualquier caso, estas decisiones son las que determinan cuál es la estructura espacial del cálculo termofluidodinámico.

Queda por definir la estructura de cálculo que gestiona el avance temporal del modelo de acción de ondas WAM. Esta definición ha de estar íntimamente ligada a los criterios de estabilidad aplicados sobre cada uno de los elementos del modelo. De su aplicación se obtiene el máximo incremento temporal que es posible imponer para evitar problemas de estabilidad numérica.

En los elementos 1D, la condición de estabilidad aplicada es el criterio de Courant-Friedrichs-Lewy, comúnmente conocido como criterio de estabilidad CFL [75]. Desde un punto de vista físico, este criterio impone que la información, transportada en forma de ondas o perturbaciones, no puede viajar más de un incremento de malla espacial (distancia entre dos nodos) durante un incremento de tiempo de cálculo. Por lo tanto, para cada nodo de cálculo deberá cumplirse que:

$$\Delta t \leq \nu_{CFL} \frac{\Delta x}{c^p} \quad (3.36)$$

El parámetro ν_{CFL} se conoce como número de Courant y su valor se encuentra dentro del intervalo $[0, 1]$; c^p representa la velocidad máxima de propagación de las ondas en el nodo en el nivel de tiempo p . En la práctica, todos los nodos de un conducto se resuelven con el mismo incremento temporal, de modo que para este caso la ecuación 3.36 pasa a escribirse como:

$$\Delta t = \nu_{CFL} \frac{\Delta x}{c_{max}^p} \quad (3.37)$$

Ahora c_{max}^p representa la velocidad de propagación máxima de las ondas en todo el dominio de la solución en el nivel de tiempo p . De la expresión

del criterio de estabilidad CFL se desprende que lo más eficiente respecto al coste computacional será imponer un valor de número de Courant igual a 1. No obstante, hay que tener en cuenta que algunos esquemas, como los TVD de segundo orden, necesitan de una condición más restrictiva [34].

En cualquier caso, la reducción del mallado espacial en los conductos conduce al aumento del coste computacional. Se debe no únicamente al hecho de aumentar el número de nodos de cálculo, sino también porque, como se deduce del criterio CFL, el incremento de tiempo con el que es posible resolver las ecuaciones de conservación también se ve reducido. Ello significa que para alcanzar el final de la ejecución será necesario resolver un mayor número de veces el sistema de ecuaciones de conservación.

En el caso de los elementos 0D, el criterio de estabilidad aplicado está relacionado con evitar que se produzca el vaciado completo durante el paso de integración.

La estructura de cálculo de los modelos de acción de ondas surge del modo en que se gestionan los resultados aportados por los criterios de estabilidad aplicados en los elementos 1D y 0D. La estructura de cálculo más extendida por su simplicidad en los modelos de acción de ondas es la que se ha convenido en llamar *Discretización Temporal Común*, de acrónimo CTD² y cuyo diagrama de flujo se representa en la figura 3.12.

En la estructura de cálculo CTD se aplica como paso de integración global para todos los elementos del modelo el criterio de estabilidad más restrictivo. Es decir, todos los elementos del modelo se calculan aplicando el incremento temporal más pequeño, de modo que queda asegurada la estabilidad del cálculo.

En primer lugar, se realiza la inicialización de las variables del modelo y se fija el instante inicial de cálculo en todos los conductos y elementos del modelo a $t_0 = 0$, así como el instante inicial del paso de integración, $t_{ini} = 0$. Tras aplicar el criterio CFL a todos los conductos del motor, se obtiene el tiempo máximo t_1 hasta el que cada uno de ellos podría avanzar. A continuación, se procede a la búsqueda del conducto que posee el menor valor de t_1 y se fija el tiempo máximo hasta el que el modelo podrá avanzar en un instante de cálculo, $t_{fin} = t_{1min}$. De esta forma, el paso de integración común a todos los elementos es:

$$\Delta t = t_{fin} - t_{ini} \quad (3.38)$$

²Del inglés *Common Time Discretization*.

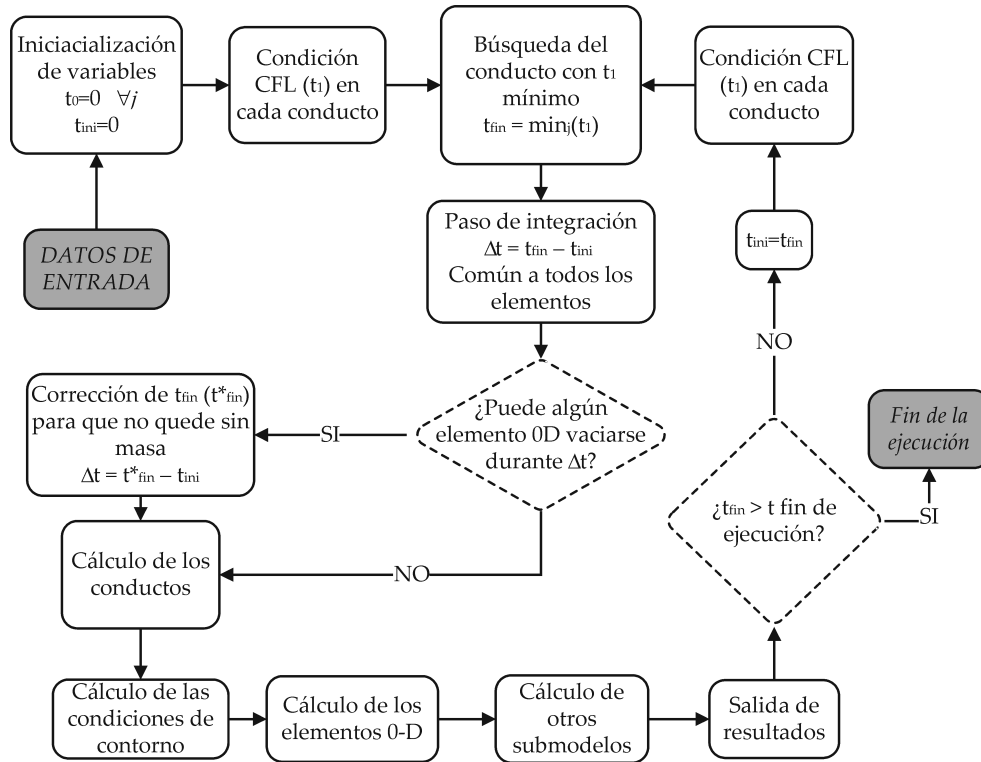


Figura 3.12. Diagrama de flujo de la Discretización Temporal Común.

En este momento es necesario verificar que aplicando dicho paso de integración se cumplirá el criterio de estabilidad en los elementos 0D. De no ser así, se procedería a la corrección del paso de integración para que se cumpliera esta condición, por ser más restrictiva.

Una vez completada esta verificación y en su caso, corrección, se procede al cálculo de las condiciones termofluidodinámicas en los conductos, en las condiciones de contorno y en los elementos 0D con el paso de integración común. Por último, se realiza el cálculo de otros submodelos, como pudieran ser el cálculo de la nueva posición de los álabes de la TGV o de la nueva posición de la válvula de EGR, y la salida de resultados. Con ello quedan completados todos los cálculos asociados a un paso de integración en el modelo de acción de ondas y solo resta comprobar si se ha alcanzado el fin de la ejecución. De no ser así, se inicia el cálculo del siguiente instante de tiempo.

Si bien desde el punto de vista de la programación el control de la estructura de cálculo CTD es muy sencillo, del análisis del diagrama de flujo se deduce que su uso supone penalizar el coste computacional. Se debe a que la situación más común es, como se representa en la figura 3.13, encontrar conductos con mallado espacial diferente, en algunos casos de tamaño muy reducido, en la configuración que se simula. Ejemplos inmediatos son el caso de cálculos acústicos en los que la frecuencia de corte que puede ser calculada es función del tamaño de la malla, el caso de las válvulas de admisión donde la existencia de reflujos desde el cilindro puede producir pérdidas de masa en el cálculo numérico [40] o los canales de los filtros de partículas debido a la existencia de flujo a través del medio poroso y en los que el modelado de procesos de filtrado y regeneración requiere de tamaños de malla espacial muy reducidos.

De acuerdo a su criterio CFL, los conductos con un mallado más grueso podrían calcularse con un incremento temporal mayor y, por tanto, un menor número de veces. El no hacerlo de este modo conduce a un incremento innecesario del coste computacional al estar conectada la resolución temporal de los elementos de mallado espacial reducido, mucho más exigente, con la del resto de elementos del motor. El objetivo es aprovechar la comprensión de este fenómeno con el fin de optimizar la estructura de cálculo de los modelos de acción de ondas y contribuir a la disminución del coste computacional sin perjuicio de la precisión y fiabilidad que los caracteriza.

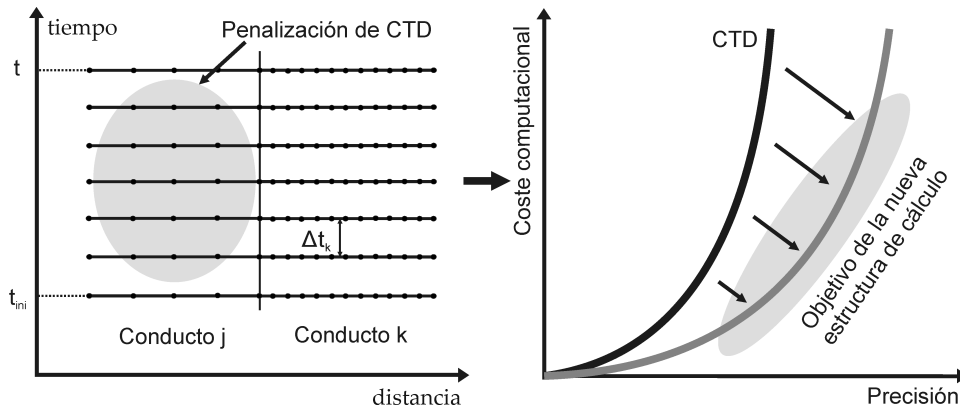


Figura 3.13. Necesidad de una nueva estructura de cálculo que evite la penalización en coste computacional de la estructura de cálculo Discretización Temporal Común.

3.3.1. Estructura de cálculo aplicando Discretización Temporal Independiente

Ante la necesidad de optimizar la estructura de cálculo de los modelos de acción de ondas para reducir el coste computacional, se propone una estructura de cálculo en la que cada uno de los elementos 1D del modelo se calculen con el incremento temporal resultante de la aplicación de su propio criterio de estabilidad CFL. De esta forma, cuando sea indispensable introducir un mallado excepcionalmente reducido en algún conducto se alcanzará el objetivo de lograr mayor precisión local a costa de incrementar el coste computacional únicamente a nivel local, sin afectar al resto de elementos simulados.

Con esta filosofía de cálculo, que ha sido denominada *Discretización Temporal Independiente* y cuyo acrónimo es ITD³, es posible lograr el objetivo fijado [16, 40]. El mismo ejemplo de cálculo planteado en la figura 3.13 pero resuelto con la estructura de cálculo ITD, figura 3.14, refleja claramente que es posible disminuir drásticamente el número de veces que los conductos con un mallado espacial mayor son resueltos.

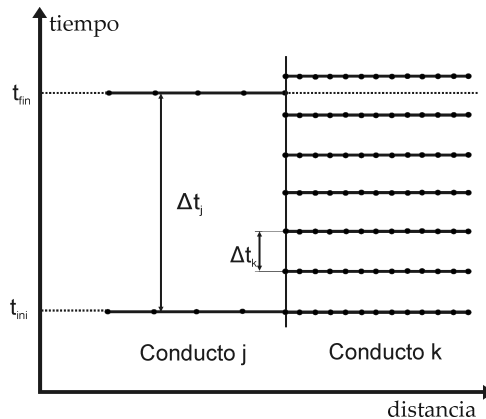


Figura 3.14. Ejemplo de cálculo con la estructura de cálculo *Discretización Temporal Independiente* donde se observa la reducción del número de cálculos realizados en conductos con mallado mayor.

Sin embargo, como se desprende también de la figura 3.14, al realizar el cálculo del paso de integración del conducto j no es posible asegurar que el conducto k se encuentre en el mismo instante de tiempo. Esta característica de la estructura de cálculo ITD conduce a que su diagrama de flujo sea más compleja y requiera mayor atención que el que describe la Discretización Temporal

³Del inglés *Independent Time Discretization*.

Común. En la figura 3.15 se presenta el diagrama de flujo de la Discretización Temporal Independiente.

En la estructura de cálculo ITD se define un bucle de cálculo en el que se resuelve con un incremento temporal específico el sistema de ecuaciones de conservación en los elementos 1D y en las condiciones de contorno y elementos 0D conectados a ellos. Este bucle está incluido dentro de uno mayor que es el encargado de gestionar el correcto avance de la ejecución.

En primer lugar se realiza la inicialización de todas las variables y se asigna a cada conducto las variables t_0 y t_1 ; t_0 se refiere al instante inicial de cálculo y t_1 es el instante específico hasta el que puede avanzar el cálculo en cada conducto de acuerdo a su criterio de estabilidad CFL. Por otro lado, se definen las variables t_{ini} y t_{fin} , que representan el instante inicial y final del cálculo tras un paso de integración global a todo el modelo.

A continuación se procede a la búsqueda del conducto cuyo t_1 es máximo a fin de definir el valor de t_{fin} . Una vez t_{fin} es conocido, el paso de integración global se fija como:

$$\Delta t = t_{fin} - t_{ini} \quad (3.39)$$

Durante el paso de integración global, cada uno de los elementos que constituyen el motor serán calculados al menos en una ocasión. Para cada elemento, el paso de integración global se dividirá en tantos pasos de integración específicos como su criterio de estabilidad determine.

El paso de integración global definido en 3.39 es modificado si, durante el mismo, algún elemento 0D necesitase de un paso de integración más restrictivo para cumplir con su criterio de estabilidad. Si esto fuera necesario, el valor de t_{fin} pasaría a ser t_{fin}^* . Lo mismo ocurre en cada conducto en el que el valor de t_1 fuese mayor a t_{fin}^* . Con ello quedarían corregidos tanto el paso de integración global como los específicos.

En el siguiente paso, el sistema de ecuaciones de conservación se resuelve en el conducto cuyo t_1 sea mínimo. Además, se resuelven sus condiciones de contorno hasta dicho instante. Hay que tener en cuenta que cualesquiera otros elementos conectados a ellas, por ejemplo otros conductos, se encontrarán en instantes de cálculo diferentes, es decir, sus valores de t_0 serán distintos.

Si existe algún elemento 0D contiguo al conducto cuyo t_1 es mínimo, sus propiedades termodinámicas son calculadas resolviendo el balance de masa y energía a partir de los resultados obtenidos en la resolución de la condición

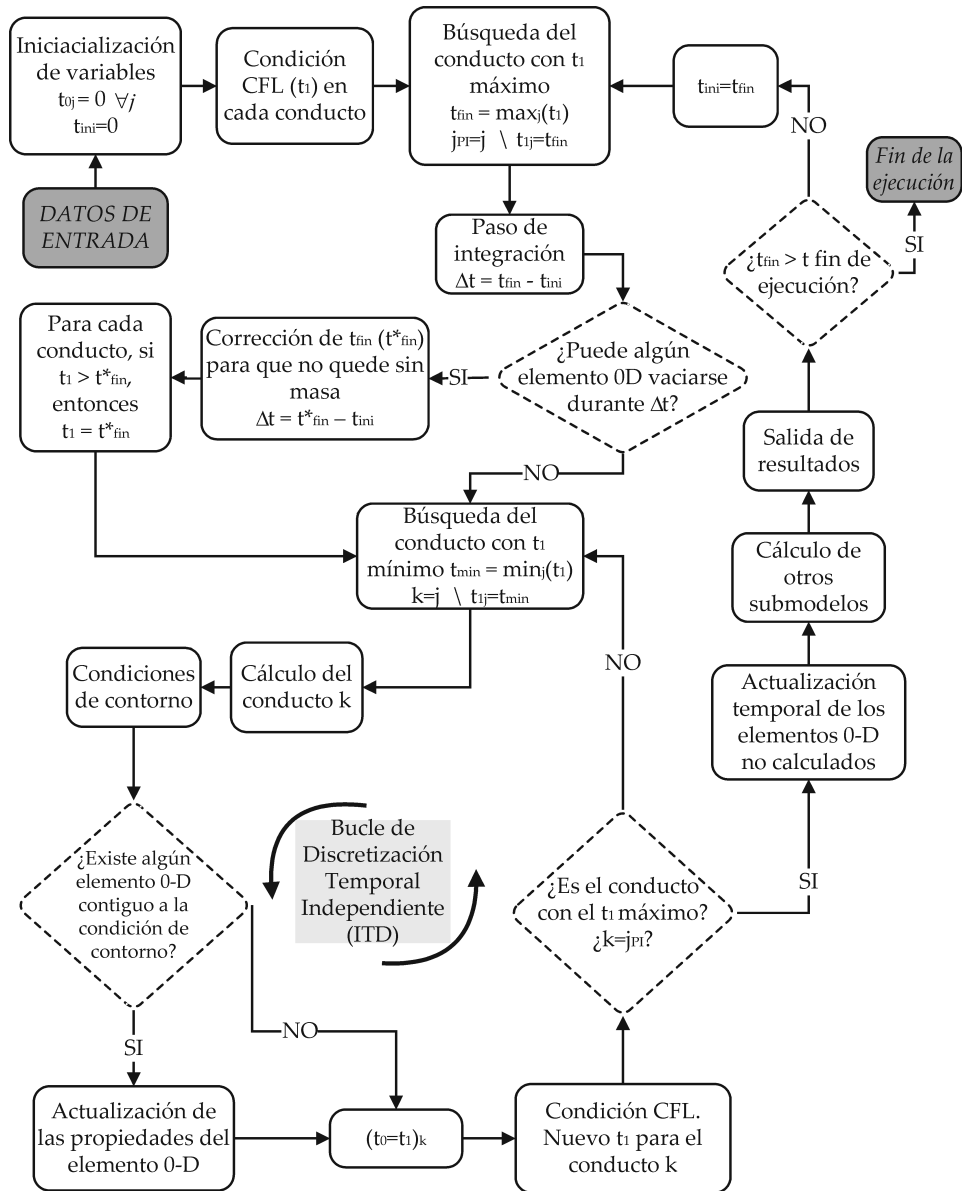


Figura 3.15. Diagrama de flujo de la Discretización Temporal Independiente.

de contorno. En este caso, se considera que cualquier otro conducto conectado al elemento 0D mantiene su flujo másico y propiedades termodinámicas constantes desde el último instante en que dicho conducto fue calculado.

Finalmente, se fija el nuevo valor de t_1 para el conducto calculado aplicando el criterio de estabilidad CFL. Este conjunto de cálculos se realiza tantas veces como sea necesario hasta que el conducto que se calcula sea aquel que fija el paso de integración global. En este momento el bucle de cálculo ITD finalizará y se llevará a cabo el cálculo de otros submodelos y la salida de resultados. También se realizará la actualización temporal de aquellos elementos 0D que no hayan sido calculados durante el paso de integración global por haber permanecido cerrados. Con esta última solución se contribuye también a reducir el coste computacional.

Finalizado el proceso descrito, el programa comprueba si se ha alcanzado o no el final de la ejecución. Si no se ha alcanzado, se busca de nuevo el conducto con t_1 máximo a fin de determinar el nuevo paso de integración global y se inicia de nuevo el bucle ITD. Este proceso iterativo continuará hasta que se alcance el instante final de la ejecución.

Discretización Temporal Independiente en las condiciones de contorno

El uso de la estructura de cálculo ITD requiere la adaptación de la resolución de las condiciones de contorno. Para ello es necesario distinguir entre tres tipos de condiciones de contorno en función del tipo de elementos del motor que se conectan a ellas:

- Condiciones de contorno extremo de elemento 1D. Este grupo recoge las condiciones de contorno que representan extremos de conducto cerrado, anecoico o abierto a una atmósfera determinada. Incluye otros casos específicos entre los que destaca la imposición de un pulso de presión [38]. Su resolución no presenta ninguna variación respecto a la estructura de cálculo CTD.
- Condiciones de contorno conectando elementos 1D a elementos 0D. No existe ninguna diferencia en el procedimiento de resolución de este tipo de condiciones de contorno con respecto a la estructura de cálculo CTD. Sin embargo, es necesario tener en cuenta cómo se ve afectada la resolución de los balances de masa y energía que determinan las condiciones termodinámicas en el interior de los elementos 0D. Como previamente se ha descrito, cada vez que un conducto contiguo es resuelto el elemento

0D es actualizado al instante actual de cálculo. Requiere tener en cuenta la contribución de todos los conductos adicionales que pudieran estar conectados a él en los balances de masa y energía. Así, es necesario considerar los últimos resultados calculados en las condiciones de contorno correspondientes, asumiendo que esta información está congelada desde la última vez en que fueron resueltas hasta el instante de cálculo actual.

- Condiciones de contorno entre elementos 1D. En este caso, la resolución de la condición de contorno está condicionada a conocer el instante de cálculo en el que se encuentra cada uno de los conductos que confluyen a ella. Esta situación es la representada en la figura 3.16, donde se muestra la obtención de las líneas características y del nivel de entropía en la unión entre dos conductos. Cada punto sobre los conductos representa un nodo de cálculo y el sentido del flujo se asume que es de derecha a izquierda en ambos conductos. En las condiciones presentadas se plantea la resolución del conducto k . Su instante de cálculo actual es t_{0k} y ha de avanzar hasta el instante t_{1k} . Las propiedades termofluidodinámicas del conducto j están disponibles en el instante de cálculo t_{0j} .

La resolución de la condición de contorno requiere determinar el punto de partida de las líneas características y de la línea de corriente, de modo que en el instante de cálculo t_{1k} todas ellas pasen por el nodo extremo del conducto k . Al encontrarse cada conducto en un instante de cálculo diferente es necesario distinguir dos pasos de integración distintos, Δt_k y Δt_{jk} .

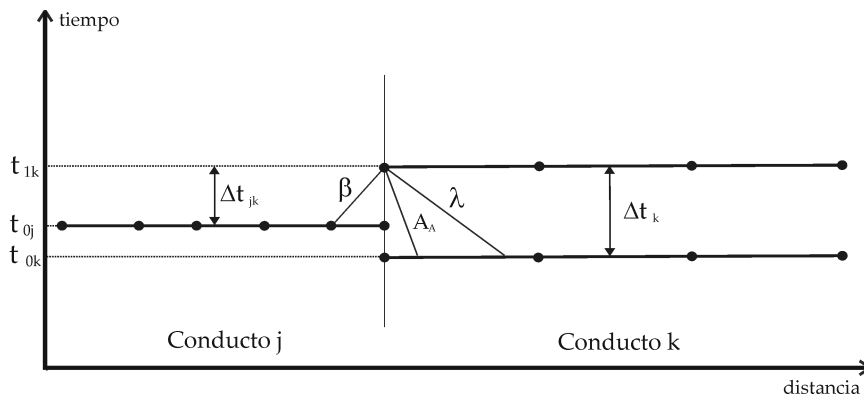


Figura 3.16. Resolución de la condición de contorno para la unión entre dos conductos con la estructura de cálculo ITD.

3.3.2. Validación de la Discretización Temporal Independiente

El desarrollo de la estructura de cálculo ITD encuentra su justificación en la posibilidad de reducir el coste computacional del modelo de acción de ondas mejorando, o al menos manteniendo, su precisión y fiabilidad. Aunque el análisis del coste computacional es una cuestión genérica, el análisis de la precisión y la fiabilidad ligada a los resultados obtenidos ha de abordarse tanto en el dominio temporal como en el dominio de la frecuencia.

El fin último de los modelos de acción de ondas es el estudio termofluidodinámico aplicado al diseño de motores de combustión interna alternativos [4]. Este estudio contiene diferentes niveles de dificultad. El mayor de ellos sería el que compete al análisis global del motor, incluyendo el modelado de todos y cada uno de los elementos que lo componen; en el otro extremo se encuentran todos aquellos sistemas que permiten adquirir una mayor comprensión de ciertos fenómenos físicos. Pertenecen a este grupo el análisis en detalle de cómo se comportan las herramientas numéricas utilizadas ante ciertas condiciones de flujo que han podido ser aisladas en sistemas simplificados.

Partiendo de esta problemática, la validación realizada en el dominio temporal se ha centrado en el caso de la simulación de un motor completo. Por otra parte, la validación en el dominio de la frecuencia, por tratarse de una utilidad más específica, se ha llevado a cabo por medio del estudio de la respuesta de diversos sistemas acústicos.

3.3.2.1. Análisis de la precisión

Dominio temporal

Se ha modelado un motor Diesel, cuyas características básicas se describen en la tabla 3.7, con el fin de validar de manera consistente los resultados que provee la estructura de cálculo ITD en el dominio temporal.

La definición geométrica de este motor en WAM se representa en la figura 3.17, en la que se identifican los principales componentes del motor. En esta figura se indican también los puntos de medida de la presión instantánea en las pipas de admisión, pipas de escape y colector de escape.

Las medidas experimentales corresponden al punto de funcionamiento del motor a 2500 *rpm* y plena carga (275 *Nm*). El ajuste obtenido con WAM aplicando el método numérico Lax-Wendroff de dos pasos se presenta en la figura 3.18. El modelado del motor se ha realizado aplicando tanto la estructura de cálculo ITD (columna izquierda) como la tradicional CTD (columna

Tabla 3.7. Características básicas del motor Diesel modelado.

Arquitectura	4 cilindros en línea
Cilindrada	1998 cm^3
Diámetro	86 mm
Carrera	88 mm
Número de válvulas	4 por cilindro
Relación de compresión	17.4:1
Orden de encendido	1-3-4-2
Sistema de inyección	Common-rail
Turbocompresor	VNT
Renovación de la carga	Intercooler - EGR refrigerado
Post-tratamiento	Catalizador - Filtro de partículas
Potencia máxima	100 kW a 4000 rpm
Par máximo	320 Nm a 1750 rpm

derecha). A tenor de los resultados obtenidos, se pone de manifiesto no solo la capacidad de modelado de la estructura ITD frente a datos experimentales sino también que las diferencias que presenta con respecto a la estructura CTD carecen de relevancia.

Dominio de la frecuencia

El uso de los modelos de acción de ondas en el campo de la predicción de ruido de escape en motores de combustión interna alternativos ha gozado de un notable impulso en los últimos años [76]. Se ha debido en gran parte a su inherente capacidad de modelar flujo pulsante [10, 11, 47, 77–79], una importante ventaja frente a los modelos acústicos lineales. Entre los estudios realizados se encuentran los dedicados a determinar las prestaciones de los métodos numéricos en diferencias finitas aplicados al cálculo en modelos de acción de ondas frente a la respuesta en el dominio de la frecuencia [9, 39].

Debido al interés por los filtros de partículas dentro del campo del estudio acústico de los sistemas de escape de los motores Diesel actuales, en este trabajo se analiza el efecto que la gestión del paso de integración tiene sobre las prestaciones de la respuesta en frecuencia del modelo de acción de ondas. Un buen comportamiento en el dominio de la frecuencia de la estructura de cálculo ITD establece una primera base a fin de afianzar las prestaciones del modelo de filtro de partículas Diesel de flujo de pared que se desarrolla en los capítulos posteriores.

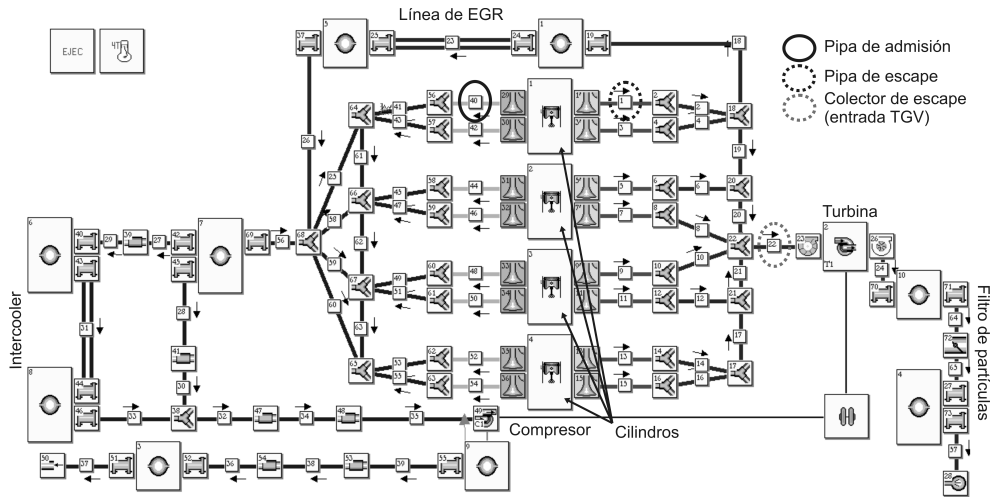


Figura 3.17. Definición geométrica en el modelo de acción de ondas WAM del motor Diesel modelado.

Con este propósito se ha planteado un estudio [80] en el que han sido simulados cuatro sistemas acústicos básicos. Todos ellos poseen un comportamiento acústico ampliamente conocido y son utilizados tradicionalmente en aplicaciones de atenuación de ruido en silenciadores comerciales para uso en motores de combustión interna alternativos. Estos sistemas acústicos se esquematizan en la figura 3.19.

- **Cámara de expansión**, que actúa como un filtro de paso bajo.
- **Tubos de Herschel-Quincke**, que permite el análisis de la interacción de las ondas entre ramas paralelas.
- **Resonador Helmholtz**, que es utilizado como un filtro acústico para la atenuación en un rango de frecuencias estrecho.
- **Tubo de cuarto de onda**, que trabaja también dentro de un estrecho rango de frecuencias.

Estas cuatro configuraciones representan los principales mecanismos de atenuación aplicados en la mayoría de silenciadores comerciales. Las características geométricas de las configuraciones simuladas se describen en detalle en la tabla 3.8.

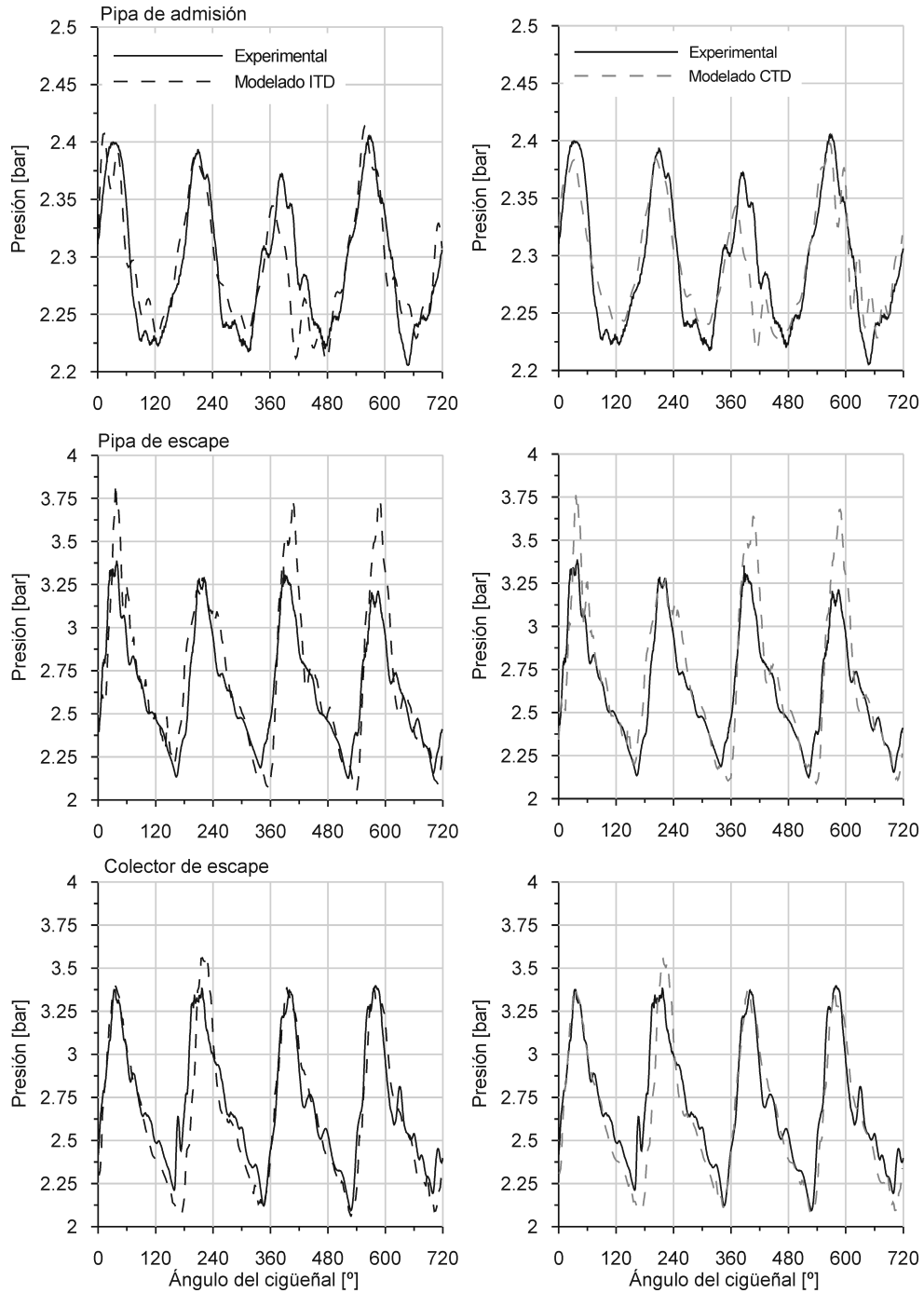


Figura 3.18. Comparación de las presiones instantáneas obtenidas por el modelo de acción de ondas con la estructura de cálculo ITD frente a las medidas experimentales y al uso de la estructura de cálculo CTD.

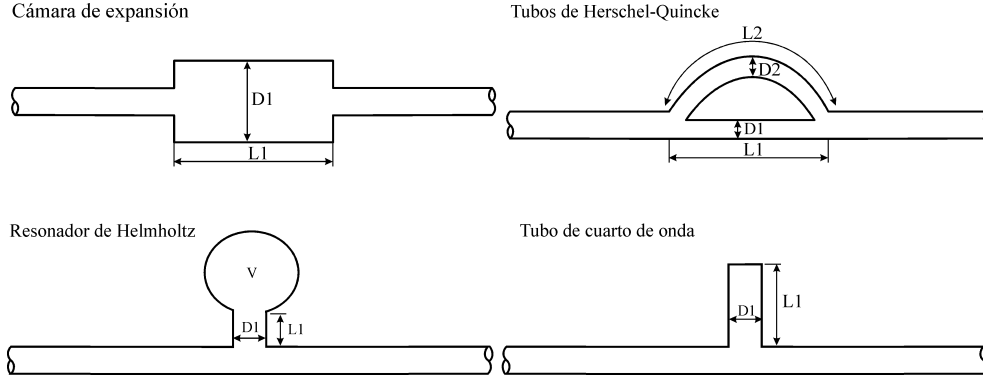


Figura 3.19. Esquema de los sistemas acústicos simulados.

Tabla 3.8. Descripción geométrica de los sistemas acústicos simulados.

Configuración	L1 [mm]	D1 [mm]	L2 [mm]	D2 [mm]	V [cm ³]
Cámara de expansión 1	450	154	-	-	-
Cámara de expansión 2	300	154	-	-	-
Herschel-Quincke 1	450	36	900	36	-
Herschel-Quincke 2	225	36	450	36	-
Herschel-Quincke 3	225	36	450	62	-
Helmholtz 1	50	25	-	-	500
Helmholtz 2	100	25	-	-	500
Cuarto de onda 1	50	25	-	-	-
Cuarto de onda 2	25	25	-	-	-
Cuarto de onda 3	100	25	-	-	-

La geometría de las cámaras de expansión ha sido elegida para garantizar una propagación de las ondas esencialmente longitudinal, de manera que quede asegurado que el cálculo 1D es suficientemente realista en un amplio rango de frecuencia. En el caso de los tubos de Herschel-Quincke los cambios geométricos se han llevado a cabo afectando a la sección transversal y a la longitud de las ramas longitudinales. Esta estrategia permite realizar un análisis de la sensibilidad del modelo ante este tipo de variaciones geométricas. En los casos del resonador de Helmholtz y del tubo cuarto de onda el objetivo es similar, modificándose en ambos casos únicamente la longitud del conducto del silenciador.

Los conductos aguas arriba y aguas abajo respecto del silenciador poseen la misma geometría para todas las configuraciones. Ambos tienen una longitud de 500 *mm* y un diámetro de 50 *mm*.

El estudio se ha completado con un análisis paramétrico acerca de la influencia del mallado espacial. El objetivo es discernir en un espectro de condiciones más amplio las bondades o defectos de la estructura de cálculo ITD, tanto en relación al coste computacional como a la precisión de la respuesta en frecuencia. Así, los conductos que en cada configuración constituyen el silenciador han sido mallados con 2, 5, 10 y 20 *mm*, mientras que a los conductos aguas arriba y aguas abajo se les ha mantenido el mallado espacial en 20 *mm*. Como criterio general, a fin de evitar pérdida de precisión en los cálculos, se ha restringido el número de nodos mínimo por conducto a 5. La aplicación de este criterio ha impedido el cálculo de algunas configuraciones con los mallados espaciales de 10 y/o 20 *mm* en los conductos del silenciador debido a la existencia de conductos de reducida longitud.

Para cada configuración, resultante de la combinación de geometría y mallado, los cálculos han sido realizados con el método Lax-Wendroff de dos pasos y con el esquema TVD de limitación de flujo de Sweby. Se consigue así evaluar la influencia de la estructura de cálculo ITD sobre las prestaciones en el dominio de la frecuencia de dos de las familias de métodos numéricos en diferencias finitas más representativas en cálculo fluidodinámico 1D, los esquemas centrados simétricos de segundo y los esquemas de alta resolución.

La respuesta en frecuencia ha sido evaluada partiendo de la imposición de una excitación pulsante. Consiste en un incremento brusco de presión de 85 *mbar* durante un intervalo de tiempo de 0.2 *ms* seguido de una reducción progresiva de la presión durante 17 *ms* hasta las condiciones iniciales.

Esta excitación pulsante persigue obtener resultados dentro del rango de frecuencias de interés [81]. Ha sido impuesta en el conducto aguas arriba del silenciador por medio de una condición de contorno basada en la aplicación del Método de las Características y cuyo cálculo viene dado por la ecuación 3.40,

$$\begin{aligned}\lambda &= 2 \left(\frac{p_{ref} + p_{imp}}{p_{ref}} \right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} - 1 \\ \beta &= A_A = 1\end{aligned}\tag{3.40}$$

donde p_{ref} es la presión de referencia y p_{imp} es la presión relativa impuesta; γ es la relación de calores específicos; λ y β son las variables de Riemann, incidente y reflejada respectivamente; A_A es el nivel de entropía. La igualdad entre β y A_A garantiza que la onda de presión es la impuesta, es decir, viene definida por la presión $p_{ref} + p_{imp}$.

La condición de contorno en el extremo final del conducto aguas abajo del silenciador es un extremo anecoico, por lo que se cumple que $\beta = A_A$.

La respuesta en frecuencia de los silenciadores ha sido caracterizada por medio de la atenuación o pérdida de transmisión. Ésta se define como la diferencia entre la potencia acústica incidente en el silenciador y la transmitida aguas abajo donde se encuentra un extremo anecoico [82]. De acuerdo a esta definición, la expresión analítica de la pérdida de transmisión es

$$TL = 10 \log \left| \frac{W_{inc}}{W_{tr}} \right| \quad (3.41)$$

donde TL representa la pérdida de transmisión, W_{inc} la potencia acústica incidente y W_{tr} la potencia acústica transmitida. Debido a que la sección transversal de los conductos aguas arriba y aguas abajo es idéntica, el cálculo de la pérdida de transmisión se simplifica a la relación logarítmica entre las amplitudes de las ondas incidente y transmitida [39].

La amplitud de la onda incidente puede calcularse expresando la presión aguas arriba del silenciador como [83]:

$$\left(\frac{p}{p_{ref}} \right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} = \left(\frac{p_{inc}}{p_{ref}} \right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} + \left(\frac{p_{rf}}{p_{ref}} \right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} - 1 \quad (3.42)$$

donde p_{inc} y p_{rf} son las componentes incidente y reflejada de la onda de presión:

$$p_{inc} = p_{ref} \left[\frac{1}{2} \left(1 + \left(\frac{p}{p_{ref}} \right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} \frac{u}{a} \right) \right) \right]^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}} \quad (3.43)$$

$$p_{rf} = p_{ref} \left[\frac{1}{2} \left(1 + \left(\frac{p}{p_{ref}} \right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} \left(1 - \frac{\gamma-1}{2} \frac{u}{a} \right) \right) \right]^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}} \quad (3.44)$$

En las ecuaciones 3.43 y 3.44, u es la velocidad instantánea del gas y a representa la velocidad instantánea del sonido. La amplitud de la onda incidente se calcula a partir del análisis de Fourier de p_{inc} . Del mismo modo, la amplitud de la onda transmitida es posible obtenerla del análisis de Fourier de la presión calculada a la entrada del conducto aguas abajo del silenciador.

La figura 3.20 muestra la pérdida de transmisión de algunas de las geometrías de los sistemas acústicos simulados. La pérdida de transmisión se representa en función de la relación entre frecuencia (f) y velocidad del sonido

(a) hasta un valor de 4, es decir, una frecuencia superior a 1350 Hz para la temperatura de simulación. Se trata de un rango de frecuencias que contiene al de interés en motores de combustión interna alternativos. Como ejemplo, un motor de 4 cilindros que operara a un régimen de 4500 rpm tendría contenida la respuesta acústica de los 4 primeros armónicos en el rango de frecuencias entre 150 Hz y 600 Hz y a elevada temperatura. El motivo de emplear un rango de frecuencia mayor es representar adecuadamente la respuesta en frecuencia de las geometrías simuladas.

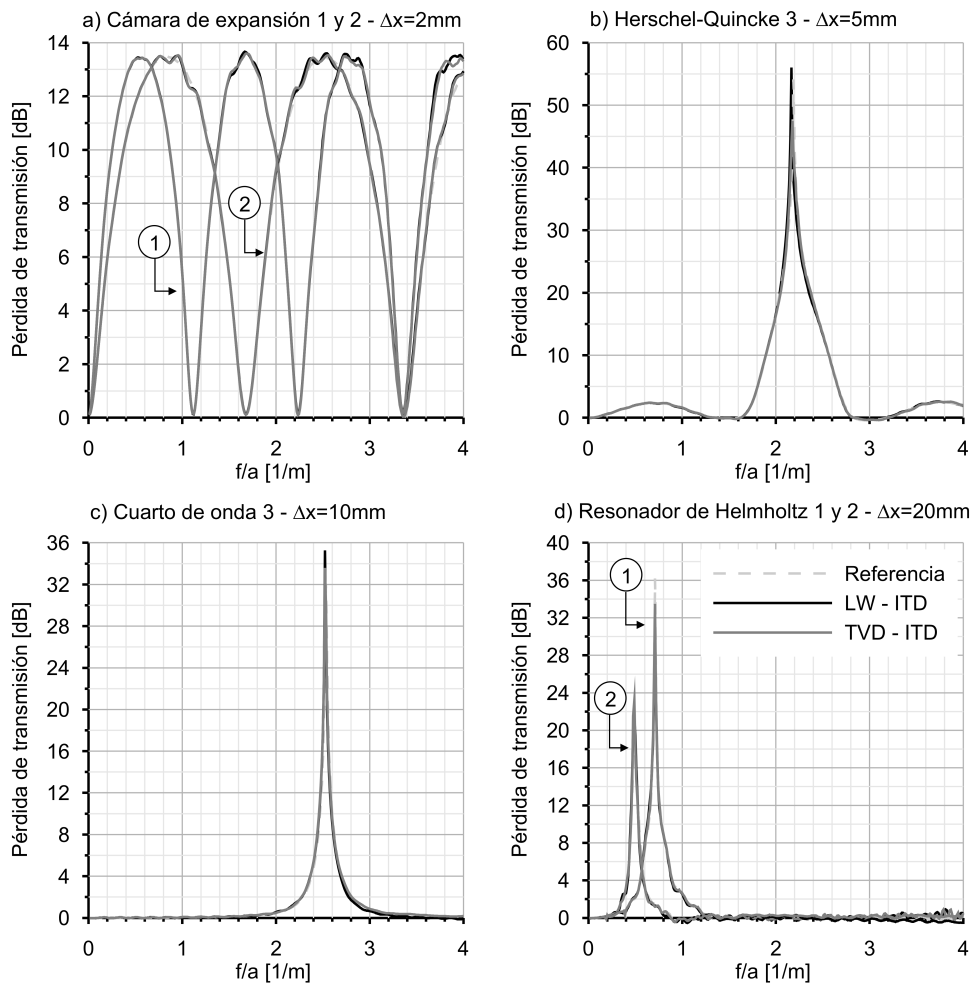


Figura 3.20. Pérdida de transmisión calculada con la estructura de cálculo ITD y la aplicación del método Lax-Wendroff de dos pasos y del esquema TVD de limitación de flujo de Sweby.

Como solución de referencia se ha graficado la pérdida de transmisión de cada configuración simulada con la estructura de cálculo CTD con el método Lax-Wendroff de dos pasos y un mallado espacial de 2 mm en todos los conductos (aguas arriba, aguas abajo y conductos del silenciador) [39]. Esta solución, que está vinculada a un elevado coste computacional, se compara con la solución aportada por la estructura de cálculo ITD y ambos métodos numéricos considerados en el estudio para diferentes muestras de los mallados aplicados en los conductos de los silenciadores.

Los resultados obtenidos demuestran la capacidad de la nueva estructura de cálculo para reproducir la respuesta en frecuencia de manera exitosa ante diversos mecanismos de atenuación y con un elevado grado de independencia con respecto al mallado espacial. Los pasos de banda en la cámara de expansión, gráfico a) de la figura 3.20, se localizan correctamente en las frecuencias determinadas por la expresión $f/a = n/(2L)$, donde n es un entero y L la longitud de la cámara de expansión. Consideraciones similares pueden realizarse sobre los tubos de Herschel-Quincke (gráfico b)), el tubo de cuarto de onda (gráfico c)) o el resonador de Helmholtz (gráfico d)), cuyos picos de atenuación tienen lugar a las frecuencias esperadas.

En la figura 3.21 se compara de nuevo la respuesta en frecuencia de ambas estructuras de cálculo pero en este caso a muy alta frecuencia ($f/a > 4$). En esta figura se muestran únicamente resultados de algunas de las configuraciones de tubo de cuarto de onda y tubos de Herschel-Quincke, ya que son éstas las únicas en las que los efectos de atenuación a alta frecuencia tienen lugar por debajo de la frecuencia de corte del primer modo de vibración transversal, el cual se produce a la frecuencia dada por la expresión:

$$\frac{f}{a} = \frac{1,84}{\pi D} \quad (3.45)$$

De este modo, se asegura que la aplicación del modelo de acción de ondas es apropiada, puesto que en la realidad los modos de vibración no están afectando a la respuesta en frecuencia de las geometrías representadas en el rango de frecuencias indicado.

Hasta una relación entre frecuencia y velocidad del sonido igual a 4, como se ha observado también en la figura 3.20, la figura 3.21 muestra una buena concordancia entre los resultados aportados por ambas estructuras de cálculo, cualquiera que sea el tipo de silenciador, el mallado espacial y el método numérico aplicado. Es este rango de bajas frecuencias el más relevante por estar en él definida la dinámica del flujo. Por lo tanto, en aplicaciones estándares en

motores de combustión interna alternativos, el uso de la estructura de cálculo ITD reporta tan buena respuesta en frecuencia como la tradicional CTD.

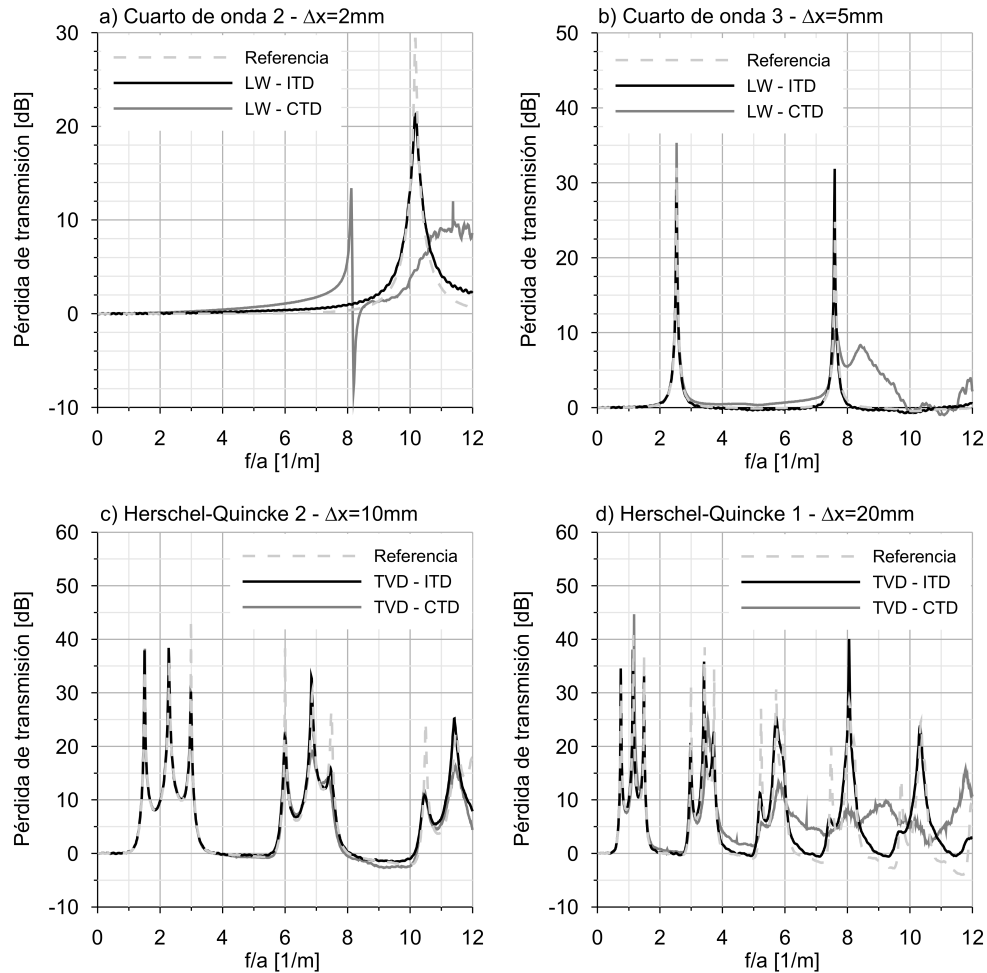


Figura 3.21. Pérdida de transmisión a muy alta frecuencia obtenida con las estructuras de cálculo CTD y ITD y la aplicación del método Lax-Wendroff de dos pasos y del esquema TVD de limitación de flujo de Sweby.

Aunque a priori posee menor interés práctico, en el rango de muy alta frecuencia se manifiesta el potencial de la estructura de cálculo ITD de proveer, cualquiera que sea el método numérico aplicado, una respuesta en frecuencia muy próxima a la esperada. Las frecuencias a las cuales tienen lugar los picos de atenuación son identificados correctamente y solamente se aprecian ligeras diferencias en el valor de la atenuación. En cambio, la estructura de cálculo

CTD únicamente es capaz de reproducir el efecto de los mecanismos de atenuación a muy alta frecuencia ($f/a > 4$) cuando se aplica un método numérico de alta resolución. Incluso en este caso muestra una alta dependencia del mallado espacial, como se deduce al comparar los gráficos c) y d) de la figura 3.21.

Estos resultados acaban por certificar la mayor robustez de la estructura de cálculo ITD. La explicación a este comportamiento radica en el hecho de que con la estructura de cálculo CTD únicamente el conducto con el paso de integración más restrictivo se resuelve de acuerdo a su condición de estabilidad CFL. De esta forma, el mallado espacial y el incremento temporal aplicados en la discretización de las ecuaciones de conservación del resto de conductos no muestra concordancia con la solución física ligada a la propagación de las ondas.

Este hecho se convierte en crítico para los esquemas simétricos de segundo orden, tales como el método Lax-Wendroff de dos pasos, ya que su carácter dispersivo implica efectos de filtrado a alta frecuencia. Por el contrario, el esquema TVD de Sweby y todos los métodos numéricos clasificados como esquemas de alta resolución son capaces de retener la información de alta frecuencia siempre y cuando se aplique un mallado espacial adecuado [4]. Por lo tanto, es de esperar, tal y como sucede, que la combinación de la estructura de cálculo CTD y un esquema de alta resolución pueda proveer resultados satisfactorios cuando el mallado es convenientemente elegido. No obstante, en ocasiones esto ocurre a expensas de un coste computacional desmesurado, como se muestra a continuación en el apartado 3.3.2.2.

Por otra parte, la aplicación de la estructura de cálculo ITD es capaz de mejorar las prestaciones de los métodos numéricos a alta frecuencia sin dependencia directa del mallado espacial de los conductos. Esta característica está relacionada con que las ecuaciones de conservación en cada conducto son resueltas con un incremento temporal fijado por su propio criterio de estabilidad CFL. Por lo tanto, la información viaja a tiempo de nodo a nodo, de acuerdo con el sentido físico de la propagación de ondas.

Con el propósito de corroborar que tanto los resultados como la argumentación que los justifican son fidedignos ha sido desarrollada una estructura de cálculo adicional cuyas características son intermedias entre la Discretización Temporal Común y la Discretización Temporal Independiente. Esta estructura de cálculo, denominada *Discretización Temporal Semi-Independiente* y de acrónimo SITD⁴, se desarrolla en el Anexo 3.C, en el que se muestran también los resultados que aporta.

⁴Del inglés *Semi-Independent Time Discretization*.

3.3.2.2. Análisis del coste computacional

Una vez expuesto que la estructura de cálculo ITD garantiza la precisión y la fiabilidad de los resultados tanto en el dominio temporal como en el dominio de la frecuencia, es necesario verificar que ello va ligado a la reducción del coste computacional y cuantificar el orden de magnitud de la misma. Es este resultado el que justifica en mayor medida su desarrollo.

En este estudio se ha partido de las configuraciones anteriores:

- El motor descrito en la figura 3.17 y la tabla 3.7, que constituye un caso de modelado real en el que se ha convergido a un mallado espacial que garantiza la calidad de los resultados.
- Las configuraciones de los sistemas acústicos descritos en la tabla 3.8, que, por su sencillez, permiten analizar con mayor claridad el efecto de los métodos numéricos y el mallado espacial de los conductos sobre el coste computacional.

En el caso del motor, el estudio de coste computacional se ha realizado tomando como referencia inicial un punto de funcionamiento de media carga a 2250 *rpm* en condiciones estacionarias. Han sido simulados 20 ciclos de funcionamiento real de motor. La simulación se ha realizado con las metodologías de cálculo CTD e ITD con 4 opciones de cálculo distintas que se encuentran a disposición del usuario y que a su vez acarrearán costes computacionales diferentes. De esta forma se obtienen conclusiones más amplias acerca de las capacidades de la estructura de cálculo ITD ante los diferentes requisitos que pudiera tener el usuario.

Las 4 opciones de simulación están relacionadas con el cálculo del transporte de especies químicas y de las propiedades del gas. En el apartado 3.2 se ha presentado el modelo de transporte de especies químicas en el que se consideraban 9 especies químicas. No obstante, sin alterar la filosofía de cálculo descrita, en WAM se propone un cálculo de transporte de especies químicas simplificado que consta únicamente de dos especies químicas. Estas especies químicas son el aire seco y los gases quemados. Si estas dos opciones de cálculo se combinan con el cálculo del gas como gas perfecto y como gas no-perfecto, se obtienen las 4 opciones posibles de que dispone el usuario.

En la tabla 3.9 se muestran los resultados de coste computacional por ciclo haciendo uso del método Lax-Wendroff de dos pasos para cada estructura de cálculo. Se incluyen también los resultados asociados a la estructura de cálculo SITD a fin de introducir el orden de magnitud de la mejora que introduce en

coste computacional, aunque por brevedad se excluye del análisis posterior. Los resultados han sido obtenidos con un procesador estándar para equipo portátil, lo que permite identificar cuál es la productividad real de WAM.

Tabla 3.9. Comparación de coste computacional entre las estructuras de cálculo CTD, ITD y SITD en condiciones estacionarias a 2250 rpm.

Simulación	Coste [<i>s/ciclo</i>]			Reducción [%]
	CTD	ITD	SITD	ITD vs. CTD
2 especies - Gas perfecto	29.3	17.83	22.91	39.15
2 especies - Gas no-perfecto	36.65	20.7	27.44	43.52
9 especies - Gas perfecto	34.17	19.99	26.00	41.5
9 especies - Gas no-perfecto	50.62	26.89	36.26	46.88

Para el punto de funcionamiento simulado se observa que la reducción del coste computacional que aporta el uso de la estructura de cálculo ITD se encuentra entre el 39 % y el 47 % en todas las opciones de cálculo de transporte de especies químicas. Otro dato de interés que acredita las ventajas de la nueva estructura de cálculo es que con su uso el aumento de coste computacional es del 50 % o de 9.06 *s/ciclo* en valor absoluto para este punto de funcionamiento cuando se pasa de cálculo con transporte de 2 especies químicas y gas perfecto a un cálculo con 9 especies químicas y gas no-perfecto. Sin embargo, hacer lo mismo con la estructura de cálculo tradicional CTD supone un aumento de coste computacional del 72.76 % o de 21.32 *s/ciclo*.

Es importante indicar que estos porcentajes de reducción del coste computacional deben entenderse exclusivamente como orden de magnitud, ya que existen numerosas variables que pueden afectar a su valor concreto, siendo las más importantes el mallado espacial de los conductos y el método numérico empleado. Otra variable de importancia es la velocidad de propagación de las ondas a lo largo de los conductos por estar involucrada en el cálculo del criterio de estabilidad CFL. Una manera sencilla de evaluar su efecto es cambiar las condiciones de funcionamiento del motor, por ejemplo a través del régimen de giro. Si se varía el régimen de giro, varía la duración temporal del ciclo del motor y por tanto también el coste computacional de su cálculo.

En la tabla 3.10 se muestran resultados a 1500 rpm y 3000 rpm en condiciones estacionarias. Se observa que a régimen de giro bajo la reducción porcentual que aporta la estructura de cálculo ITD es menor que a regímenes más elevados, como 2250 rpm ó 3000 rpm. No obstante, el conjunto de los resultados avalan las notables ventajas de la nueva estructura de cálculo en cuanto a reducción del coste computacional. Se puede cuantificar dentro

de una horquilla que va del 30 % al 50 % frente a la estructura de cálculo tradicional CTD.

Tabla 3.10. Comparación del coste computacional entre las estructuras de cálculo CTD, ITD y SITD en condiciones estacionarias a 1500 y 3000 rpm.

Simulación	Coste [s/ciclo]			Reducción [%] ITD vs. CTD
	CTD	ITD	SITD	
<i>1500 rpm</i>				
2 especies - Gas perfecto	37.37	25.09	33.26	32.85
2 especies - Gas no-perfecto	46.34	29.31	39.20	36.75
9 especies - Gas perfecto	43.67	28.33	37.76	35.13
9 especies - Gas no-perfecto	64.12	38.16	51.60	40.49
<i>3000 rpm</i>				
2 especies - Gas perfecto	22.71	13.34	17.96	41.26
2 especies - Gas no-perfecto	27.86	15.57	21.04	44.11
9 especies - Gas perfecto	26.29	15.11	20.37	42.52
9 especies - Gas no-perfecto	38.34	20.24	27.52	47.21

La manera más adecuada de analizar la influencia que poseen el mallado espacial, los métodos numéricos e incluso algunas características geométricas de la configuración es plantear el análisis sobre modelos sencillos. Son de utilidad las configuraciones de las que se ha hecho uso en el estudio de la precisión de la estructura de cálculo ITD en el dominio de la frecuencia.

En la figura 3.22 se detalla el coste computacional de la *geometría 1* de cada sistema acústico descrito en la tabla 3.8. Como unidad de tiempo arbitraria ha sido designado el coste computacional de la estructura de cálculo CTD y el método Lax-Wendroff de dos pasos con un mallado espacial de 2 mm en los conductos del silenciador. De nuevo se evidencia que el uso de la estructura de cálculo ITD aporta una notable reducción de los requerimientos de coste computacional del modelo. Además se observa que, en última instancia, su magnitud es función de la geometría simulada.

Respecto al coste computacional asociado a los métodos numéricos en diferencias finitas, Broatch *et al.* [39] afirman, aplicando la estructura de cálculo CTD, que los métodos numéricos son afectados de igual manera por el mallado espacial. La figura 3.22 permite extender esta aseveración al uso de la estructura de cálculo ITD pero con la mejora adicional de que el coste computacional es menos sensible a la reducción local del mallado espacial. Queda también

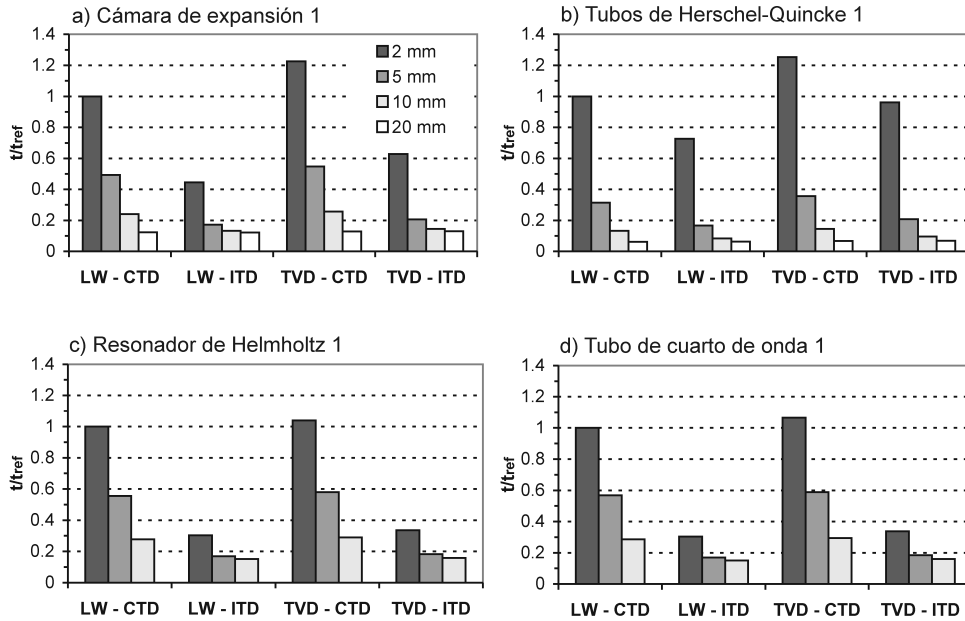


Figura 3.22. Comparación del coste computacional de la estructura de cálculo CTD e ITD para diferentes configuraciones, métodos numéricos y mallados espaciales de los conductos del elemento silenciador.

patente que la utilización de la estructura ITD permite, para un mismo mallado, el uso de esquemas de alta resolución, como es el esquema TVD de Sweby, con menor coste computacional del que precisa la estructura de cálculo CTD haciendo uso del método Lax-Wendroff de dos pasos.

Anteriormente se ha descrito que los conductos aguas arriba y aguas abajo del elemento silenciador son iguales en geometría y mallado (20 mm) en todas las configuraciones. La reducción del coste computacional que provee la estructura de cálculo ITD alcanza hasta un 70% cuando el conducto que constituye el silenciador es corto con respecto a ellos y el mallado se refina mucho. Es éste el caso de las geometrías del cuarto de onda y del resonador de Helmholtz.

En el caso de configuraciones como los tubos de Herschel-Quincke las diferencias de coste computacional entre las estructuras CTD e ITD pueden llegar a ser más reducidas. Se justifica porque los conductos que componen el silenciador son de una longitud relevante, de manera que el cálculo de todos sus nodos alcanza mucho peso respecto al coste computacional global de la simulación. Este hecho adquiere su máxima expresión cuando el mallado espacial de

estos conductos es muy refinado (mayor número de nodos de cálculo). Así, en el caso de la configuración Herschel-Quincke 1, cuando el mallado espacial es fijado en 2 mm, la reducción de coste computacional que aporta la estructura ITD es la más baja y alcanza *únicamente* el 25%.

La tabla 3.11 detalla la reducción en coste computacional que se ha obtenido con la aplicación de la estructura de cálculo ITD para cada método numérico y para cada mallado espacial. Existen algunas simulaciones en las que no se indica la reducción del coste computacional. La razón es que no se ha realizado el cálculo por no cumplirse el criterio de disponer de un mínimo de 5 nodos de cálculo por conducto.

Tabla 3.11. Reducción del coste computacional de configuraciones sencillas mediante la aplicación de la estructura de cálculo Discretización Temporal Independiente.

Configuración	Mallado espacial [mm]	Reducción [%]	
		LW	TVD
Cámara de expansión 1 (L1)	2	55.45	48.77
	5	65.2	62.26
	10	44.92	43.55
	20	0.81	-0.59
Herschel-Quincke 1 (L1&L2)	2	27.35	23.32
	5	47.13	41.75
	10	36.57	33.33
	20	-2.70	-1.04
Helmholtz 1 (L1)	2	74.43	73.44
	5	70.75	70.16
	10	46.22	46.22
	20	-	-
Cuarto de onda 1 (L1)	2	69.16	67.76
	5	69.57	68.74
	10	45.93	46.02
	20	-	-

3.4. Resumen

Los problemas asociados al transporte de especies químicas y a la mejora de la metodología de cálculo han sido los principales aspectos de la adaptación del modelo de acción de ondas WAM para afrontar con éxito el modelado de sistemas de post-tratamiento que se han tratado en este capítulo.

En primer lugar se ha estudiado el problema del transporte de especies químicas, fundamental para el estudio de las emisiones contaminantes y más concretamente del filtrado y la regeneración en filtros de partículas. Se ha descrito la derivación de las ecuaciones de conservación para llevar a cabo el transporte de especies químicas, analizándose su resolución en los elementos 1D, 0D y condiciones de contorno. Además, al disponer de transporte de especies químicas ha sido posible introducir en el cálculo la hipótesis de gas no-perfecto. Esta característica es cada vez más necesaria en los modelos de acción de ondas, principalmente por la diversidad de condiciones de flujo derivadas del funcionamiento propio del motor de combustión, pero también, como se ha indicado en el capítulo anterior, en el modelado específico de los filtros de partículas.

Estudiadas las correlaciones presentes en la literatura para el cálculo de las propiedades del gas en función de la temperatura y la composición, se ha validado el modelo de transporte de especies químicas mediante la resolución de problemas de discontinuidades de contacto con los métodos numéricos Lax-Wendroff de dos pasos y el esquema TVD de limitación de flujo de Sweby. La solución numérica se ha calculado bajo las hipótesis de gas perfecto y gas no-perfecto en condiciones de flujo homentrópico. Esta solución ha sido comparada con la solución teórica obtenida bajo la hipótesis de gas perfecto y flujo homentrópico.

Con este estudio ha sido posible discernir, en condiciones cercanas a las reales, la influencia sobre el transporte de masa, cantidad de movimiento y energía que introduce considerar que el gas es no-perfecto. Se ha observado que la velocidad de propagación de las ondas y la energía interna se ven directamente afectadas, hecho que, en condiciones de flujo pulsante, influiría sobre la amplitud y fase de los pulsos.

En la segunda parte del capítulo se ha propuesto una nueva estructura de cálculo para modelos de acción de ondas denominada *Discretización Temporal Independiente* (ITD). El objetivo de este desarrollo es incrementar la productividad del modelo por medio de la reducción del coste computacional. Esta nueva estructura de cálculo se basa en la resolución de las ecuaciones de conservación en cada conducto con un paso de integración propio obtenido de su criterio de estabilidad CFL.

Esta propuesta ha requerido del desarrollo de un nuevo diagrama de flujo para la gestión de la ejecución del modelo de acción de ondas WAM en la que poder integrar de manera adecuada la resolución de los elementos 1D con las condiciones de contorno, los elementos 0D y otros submodelos inherentes al modelo como sistemas de control o salidas de resultados.

Las capacidades de la estructura de cálculo ITD han sido analizadas mediante el modelado de un motor y la simulación de diversos sistemas acústicos, lo que ha permitido el análisis de la precisión de los resultados obtenidos tanto en el dominio temporal como en el dominio de la frecuencia. En ambos casos se ha observado que la introducción de la estructura de cálculo ITD mantiene los mismos niveles de precisión que la estructura CTD previa, y en su caso, contribuye a la mejora de los métodos numéricos a muy alta frecuencia con notable independencia del mallado espacial empleado.

Por lo que respecta al coste computacional, en el caso del motor se ha obtenido una reducción evaluada entre el 30 % y el 50 % en función de las opciones de simulación (transporte de especies químicas y cálculo de las propiedades del gas) y del régimen de giro del motor. En el caso de los sistemas acústicos se ha obtenido una horquilla de reducción del coste computacional mucho más amplia, entre el 25 % y el 75 %. Este amplio rango surge de que se trata de sistemas simples que son mucho más sensibles a las características de las geometrías simuladas y al mallado aplicado. En cuanto a los métodos numéricos, la reducción que se produce con respecto a la estructura de cálculo CTD es muy similar cualquiera que sea el método numérico empleado.

En conclusión, la estructura de cálculo ITD mejora las prestaciones del modelo de acción de ondas especialmente a través de una significativa reducción del coste computacional y demuestra que la relación entre precisión y coste computacional no es únicamente dependiente del mallado espacial y del método numérico empleado.

La mejora introducida por la estructura de cálculo ITD repercute directamente sobre el aumento de la flexibilidad con la que se cuenta durante el desarrollo de nuevas herramientas y submodelos, como es en este caso el modelo de filtro de partículas Diesel de flujo de pared. Como se expondrá en los próximos capítulos, las características de funcionamiento de los filtros de partículas son tales que contar con las ventajas de la Discretización Temporal Independiente es primordial.

3.A. Anexo: Bases de datos para el cálculo de c_p

En las siguientes tablas se detallan los coeficientes de la correlación para el cálculo de $c_p(T)$ de las bases de datos del Sandia National Laboratory (SNL) y del Argonne National Laboratory (ANL).

Especie	BD	Rango	a_1	a_2	a_3
N_2	SNL	300 K-1000 K	3.6962069	-0.12983164e-2	0.24640713e-5
		1000 K-4000 K	2.7292633	0.17776002e-2	-0.76185598e-6
	ANL	300 K-1000 K	3.53100528	-1.23660988e-4	-5.02999433e-7
		1000 K-4000 K	2.95257637	1.3969004e-3	-4.92631603e-7
O_2	SNL	300 K-1000 K	3.7508882	-0.23577033e-2	0.67528791e-5
		1000 K-4000 K	3.0715933	0.16557108e-2	-0.79202103e-6
	ANL	300 K-1000 K	3.78245636	-2.99673415e-3	9.847302e-6
		1000 K-4000 K	3.66096083	6.56365523e-4	-1.41149485e-7
H_2O	SNL	300 K-1000 K	4.3090803	-0.28955226e-2	0.85302367e-5
		1000 K-4000 K	2.633496	0.30924888e-2	-0.9192614e-6
	ANL	300 K-1000 K	4.1986352	-2.0364017e-3	6.5203416e-6
		1000 K-4000 K	2.6770389	2.9731816e-3	-7.7376889e-7
CO_2	SNL	300 K-1000 K	1.9965393	0.01170133	-0.14279399e-4
		1000 K-4000 K	4.1491613	0.3818421e-2	-0.1806612e-5
	ANL	300 K-1000 K	2.3568130	0.89841299e-2	-0.71220632e-5
		1000 K-4000 K	4.6365111	0.27414569e-2	-0.99589759e-6

Especie	BD	Rango	a_4	a_5
N_2	SNL	300 K-1000 K	-9.3801238e-10	-3.703642e-14
		1000 K-4000 K	1.5386678e-10	-1.1961307e-14
	ANL	300 K-1000 K	2.43530612e-9	-1.40881235e-12
		1000 K-4000 K	7.86010195e-11	-4.60755204e-15
O_2	SNL	300 K-1000 K	-5.5926514e-9	1.5414997e-12
		1000 K-4000 K	1.7408653e-10	-1.4457201e-14
	ANL	300 K-1000 K	-9.68129508e-9	3.24372836e-12
		1000 K-4000 K	2.05797658e-11	-1.29913248e-15
H_2O	SNL	300 K-1000 K	-7.5132288e-9	2.4942557e-12
		1000 K-4000 K	1.2407051e-10	-5.9725634e-15
	ANL	300 K-1000 K	-5.4879269e-9	1.7719680e-12
		1000 K-4000 K	9.4433514e-11	-4.2689991e-15
CO_2	SNL	300 K-1000 K	1.0301461e-8	-3.1973904e-12
		1000 K-4000 K	3.9412659e-10	-3.2555770e-14
	ANL	300 K-1000 K	2.4573008e-9	-1.4288548e-13
		1000 K-4000 K	0.16038666e-9	-0.91619857e-14

3.B. Anexo: Influencia del limitador de flujo sobre el transporte de especies químicas en los esquemas TVD

Durante el presente capítulo se ha trabajado con el esquema TVD de limitación de flujo de Sweby adaptado a flujo no-homoentrópico. Los limitadores de flujo son funciones de la relación de gradientes de las componentes del vector solución que, aplicados en el esquema numérico apropiado, garantizan el cumplimiento de la propiedad TVD y segundo orden de precisión en las regiones de solución suave. El cumplimiento de esta propiedad conduce a la eliminación de las oscilaciones espurias ante discontinuidades de contacto en el dominio de la solución que, de otro modo, se obtendrían con esquemas de solución espacial de segundo o mayor orden. Su formulación en el método numérico puede consultarse para mayor detalle en [4, 28, 84, 85].

Los resultados presentados en las simulaciones de los Casos 1 y 2 del apartado 3.2.3 con el esquema de Sweby han sido obtenidos adoptando como limitador de flujo el propuesto por Van Leer en [86]. No obstante, existen otros muchos posibles limitadores de flujo, pero la mayor parte de los mismos no afectan radicalmente a la solución del esquema limitador de flujo de Sweby. Unos aportan una mejor solución ante un tipo u otro de problema a resolver, pero todos poseen la solución dentro de un mismo rango [87].

Tabla 3.12. Definición de los limitadores de flujo aplicados al esquema TVD de Sweby.

Limitador	$\psi(r)$
MC [88]	$\max[0, \min(2r, 0,5(1+r), 2)]$
Minmod [89]	$\max[0, \min(r, 1)]$
Osher [90]	$\max[0, \min(r, \beta_{lf})] \quad 1 \leq \beta_{lf} \leq 2$
Ospre [91]	$\frac{1,5(r^2+r)}{r^2+r+1}$
Superbee [89]	$\max[0, \min(2r, 1), \min(r, 2)]$
Sweby [43]	$\max[0, \min(\beta_{lf}r, 1), \min(r, \beta_{lf})] \quad 1 \leq \beta_{lf} \leq 2$
Van Leer [86]	$\frac{r+ r }{2}$
Van Albada [92]	$\frac{r^2+r}{r^2+1}$

Esta conclusión de carácter genérico se extiende aquí al problema específico de transporte de especies químicas en gases no-perfectos. En la figura 3.23 se representan los resultados de presión, temperatura y velocidad que proporciona

cada limitador para la simulación propuesta en el Caso 1. En la columna de la izquierda aparecen los resultados de los limitadores de Van Leer, Osher y Chakravarthy con $\beta_{lf} = 1.5$, y los limitadores *minmod* y *superbee* de Roe. En la columna de la derecha aparecen los resultados obtenidos con los limitadores de Van Albada, el limitador *Ospre* de Deconinck, el limitador *monotonized central (MC)* de Van Leer y el limitador de Sweby con $\beta_{lf} = 1.5$. La definición de cada uno de estos limitadores se detalla en la tabla 3.12.

La influencia de los limitadores de flujo no afecta por igual a todas las magnitudes físicas ni a todos los tipos de ondas presentes en el problema. En el caso de la presión, se ha representado la solución en todo el dominio sin observarse una influencia relevante a causa del limitador de flujo aplicado. Sin embargo, la evaluación de la temperatura es más sensible al limitador utilizado en la zona de la discontinuidad de contacto. Como se indica en la figura 3.23, el aumento de la región de influencia de la difusión numérica puede llegar a alcanzar una longitud mayor a 5 cm a cada lado de la discontinuidad, en función del limitador de flujo aplicado y para el mallado espacial empleado. Esta zona de influencia sería mucho más amplia si se impusiera un mallado espacial más grosero. La solución de la velocidad del flujo se ve afectada esencialmente por la difusión numérica presente en la onda de rarefacción, aunque más levemente que en el caso de la temperatura.

En la figura 3.24 se analiza el efecto que cada uno de estos limitadores tiene sobre el transporte de especies químicas, en concreto sobre el transporte de N_2 ⁵. La difusión numérica posee una región de influencia en la zona de la discontinuidad de contacto muy similar al caso de la temperatura. Al hacer una ampliación sobre dicha región, se observa que, como se esperaba, aquellos limitadores que introducen una menor difusión en la solución adquieren cierta tendencia a la generación de oscilación numérica en la proximidad de la discontinuidad. Así, los limitadores de flujo más difusivos, el *minmod* de Roe a la izquierda y el de Van Albada a la derecha, no presentan oscilación alguna y poseen la solución con mayor cumplimiento de la propiedad TVD.

De este análisis se deduce que es aconsejable que el limitador de flujo elegido sea aquel que combine de manera óptima la introducción de difusión numérica mínima sobre los resultados evitando al máximo la aparición de oscilaciones alrededor de las discontinuidades existentes. Para el problema analizado de transporte de especies químicas con propiedades del gas función de la composición y la temperatura, el limitador de flujo de Van Leer [86] ha sido el que mejor compromiso ha mostrado entre ambos requisitos.

⁵La fracción másica de CO_2 sería la complementaria de acuerdo a $Y_{CO_2} = 1 - Y_{N_2}$.

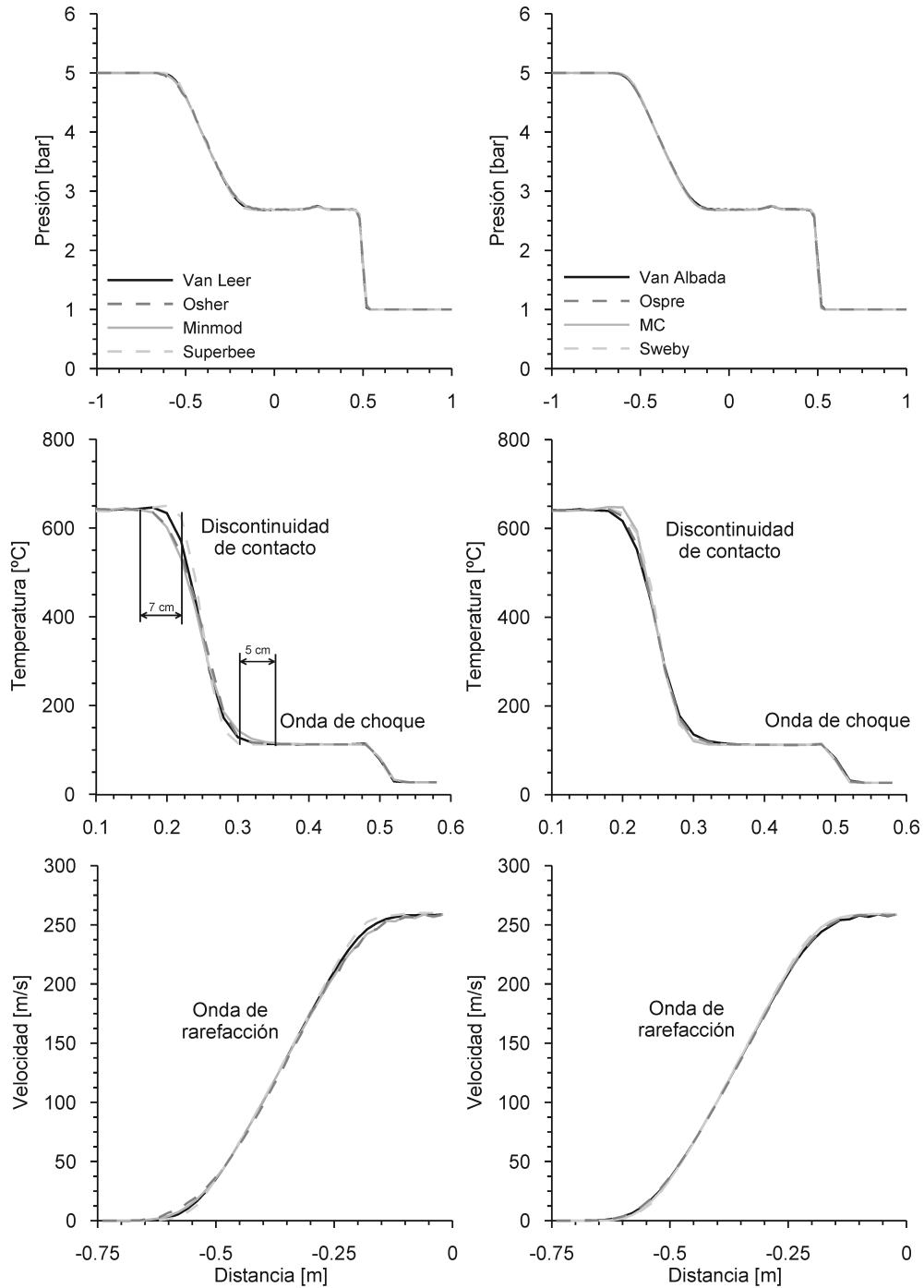


Figura 3.23. Efecto del limitador de flujo sobre la solución de presión, temperatura y velocidad obtenida con el esquema TVD de Sweby considerando gas no-perfecto. Instante $t = 0.001$ s.

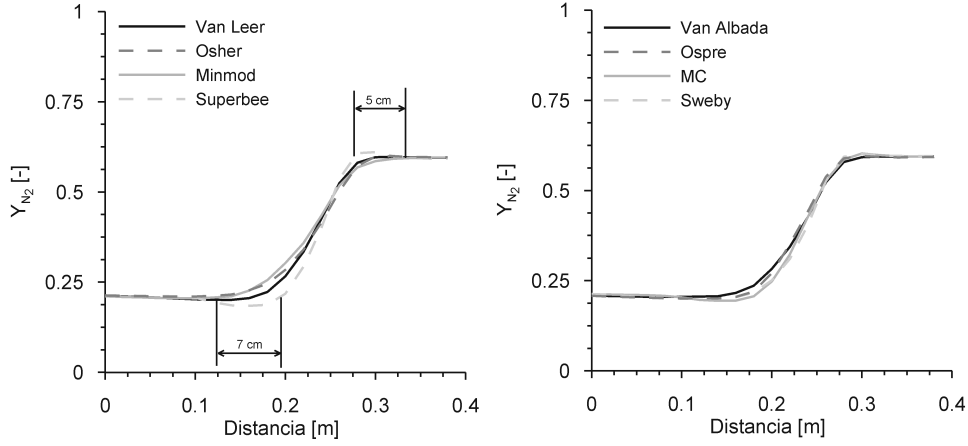


Figura 3.24. Efecto del limitador de flujo sobre la solución del transporte de especies químicas obtenida con el esquema TVD de Sweby considerando gas no-perfecto. Instante $t = 0.001$ s.

3.C. Anexo: Estructura de cálculo Discretización Temporal Semi-Independiente

El diagrama de flujo de la estructura de cálculo Discretización Temporal Semi-Independiente (SITD) es similar al de la estructura ITD, siendo la única diferencia que el avance temporal de los conductos es más homogéneo.

Siguiendo el diagrama de flujo de la estructura de cálculo SITD mostrado en la figura 3.25, una vez es fijado el paso de integración global ($\Delta t = t_{fin} - t_{ini}$), el tiempo t_1 hasta el que será calculado cada conducto se corrige por medio de la ecuación 3.46:

$$t_1^* = t_0 + \frac{t_{fin} - t_{ini}}{2^n} \quad (3.46)$$

Aquí n es el entero más pequeño que asegura que $t_1^* < t_1$. La potencia de base 2 permite homogeneizar el paso de integración minimizando las diferencias entre t_1 y t_1^* . Se cuida de esta forma el coste computacional.

En la figura 3.26 se muestra el mismo ejemplo resuelto anteriormente con las estructuras de cálculo CTD e ITD (figuras 3.12 y 3.15) pero ahora con la estructura de cálculo SITD. Al heredar la filosofía de la estructura ITD, como se presenta en el apartado 3.3.2.2, también se reduce el coste computacional respecto de la estructura CTD, aunque de manera menos significativa.

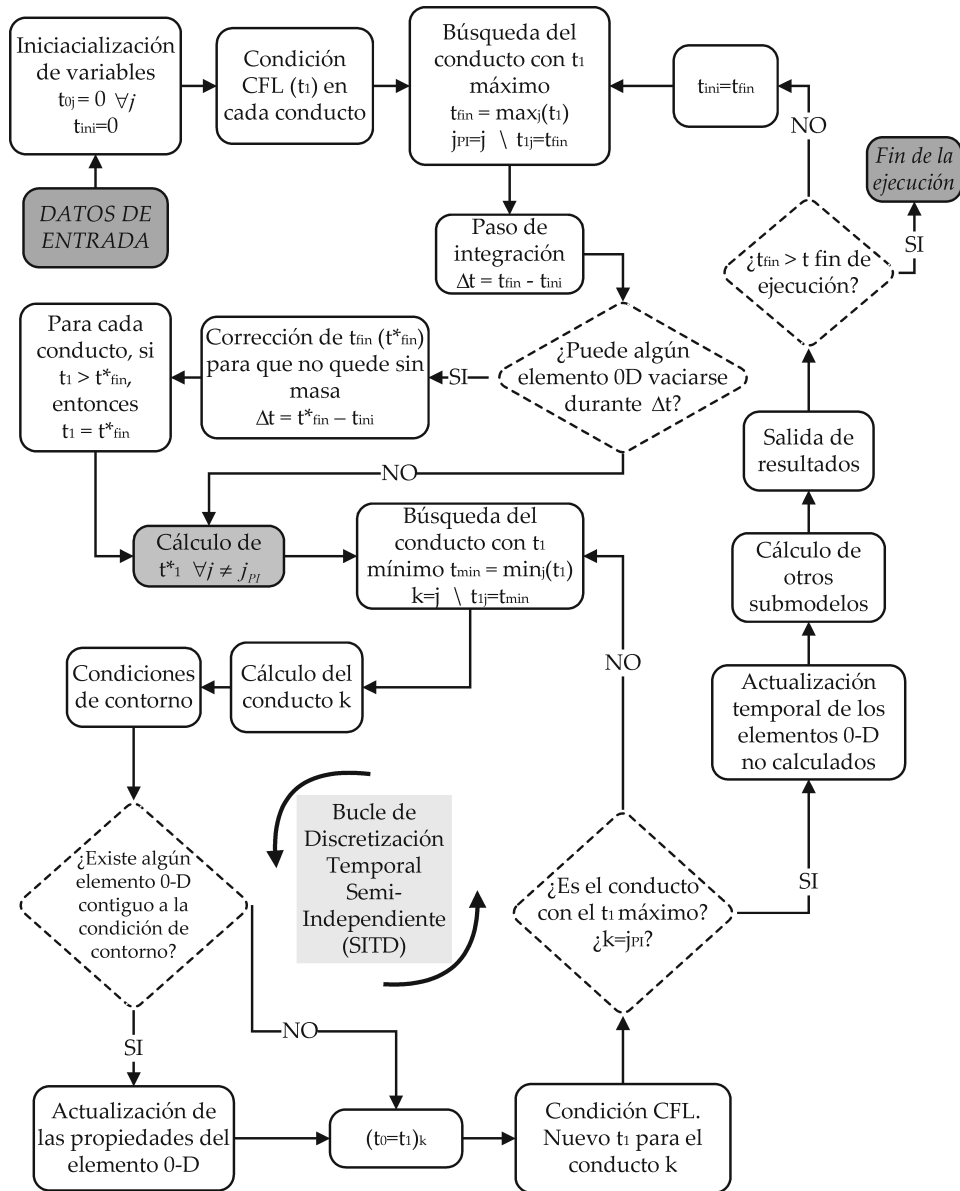


Figura 3.25. Diagrama de flujo de la Discretización Temporal Semi-Independiente.

La diferencia respecto a la estructura de cálculo ITD surge del hecho de que al final de todo paso de integración el flujo ha sido resuelto en todos los conductos hasta el mismo instante de tiempo, definido por t_{fin} . Sin embargo, al igual que en la estructura de cálculo CTD, el flujo no se resuelve de acuerdo al criterio de estabilidad CFL de cada conducto. A pesar de ello, se ha de hacer notar que la estructura de cálculo SITD lo hace con un incremento de tiempo mucho más similar al criterio CFL de lo que lo hace la estructura CTD.

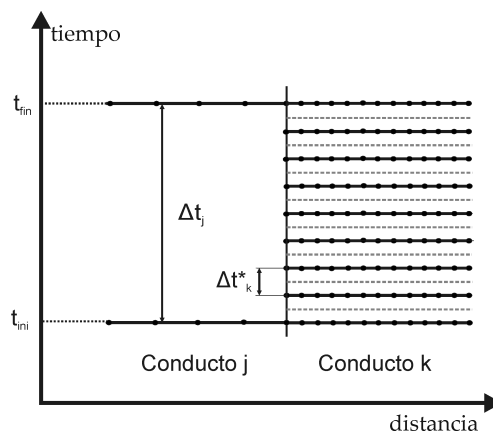


Figura 3.26. Ejemplo de cálculo con la estructura de cálculo Discretización Temporal Semi-Independiente.

De acuerdo a estas consideraciones, el método Lax-Wendroff de dos pasos debería mostrar efectos de filtrado a alta frecuencia cuando se aplica la estructura de cálculo SITD. Este comportamiento es el que efectivamente se ha obtenido y se representa en la figura 3.27. Se aprecia que los resultados adquieren dependencia de la estructura de cálculo a partir de valores de $f/a > 4$. Sin embargo, no ocurre lo mismo a muy alta frecuencia. En este caso solo es posible reproducir con garantías la respuesta en frecuencia si los conductos son calculados con un paso de integración acorde a su criterio de estabilidad CFL, es decir, con la estructura de cálculo ITD.

Se constata así que a la influencia del mallado espacial y del método numérico sobre la precisión de los resultados de los modelos de acción de ondas hay que añadir que la estructura de cálculo ha de ser considerada como un factor clave en sistemas 1D complejos a fin de mejorar la robustez y fiabilidad de los resultados.

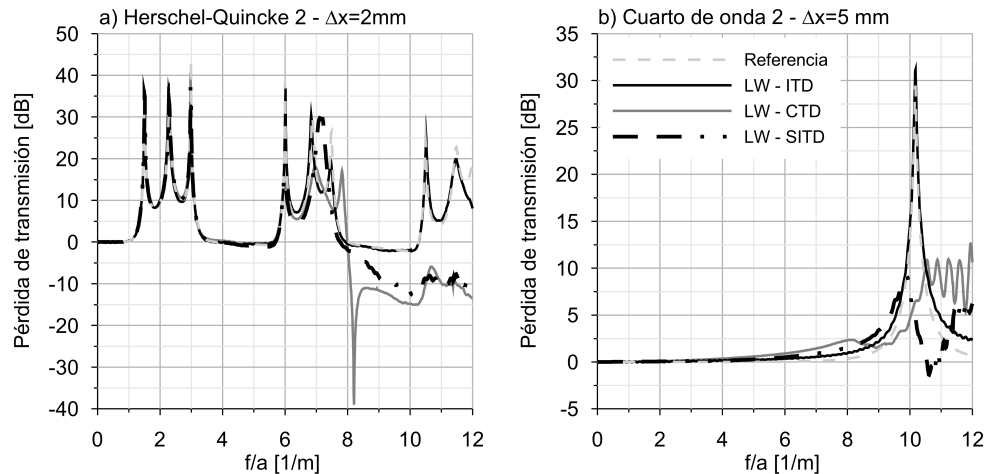


Figura 3.27. Comparación de la pérdida de transmisión obtenida con la aplicación de la estructura de cálculo SITD comparada con los resultados de las estructuras de cálculo CTD e ITD.

Bibliografía

- [1] Morel T., Fleming M.F. y Lapointe L.A. "Characterization of manifold dynamics in the Chrysler 2.2 SI engine by measurements and simulation". *SAE Technical Paper 900678*, 1990.
- [2] Silvestry J. y Morel T. "Study of intake system wave dynamics and acoustics by simulation and experiment". *SAE Technical Paper 940206*, 1994.
- [3] Ramos J.I. *Internal Combustion Engine Modelling*. Hemisphere Publishing Corporation, 1989.
- [4] Winterbone D.E. y Pearson R.J. *Theory of engine manifold design: wave action methods for IC engines*. Professional Engineering Publishing, 2000.
- [5] Galindo J., Luján J.M., Serrano J.R., Dolz V. y Guilain S. "Design of an exhaust manifold to improve transient performance of a high-speed turbocharged Diesel engine". *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 28 n° 8, pp. 863–875, 2004.
- [6] Galindo J., Luján J.M., Serrano J.R., Dolz V. y Guilain S. "Description of a heat transfer model suitable to calculate transient processes of turbocharged Diesel engines with one-dimensional gas-dynamic codes". *Applied Thermal Engineering*, Vol. 26 n° 1, pp. 66–76, 2006.
- [7] Montenegro G., Piscaglia F., Onorati A., Catalano G. y Cioffi P. "A 1D unsteady thermo-fluid dynamic approach for the simulation of the hydrodynamics of Diesel particulate filters". *SAE Technical Paper 2006-01-0262*, 2006.
- [8] Piscaglia F., Montenegro G. y Onorati A. "A 1D unsteady thermo-dynamic approach for the simulation of Diesel particulate filters.". *THIESEL 2006 Int. Conference on Thermo- and Fluid Dynamic Processes in Diesel Engines, Valencia, Spain*, 2006.

- [9] Payri F., Torregrosa A.J. y Chust M.D. “Application of MacCormack schemes to IC engine exhaust noise prediction”. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 195 n° 5, pp. 757–73, 1996.
- [10] Onorati A. “A white noise approach for rapid gas dynamic modeling of IC engine silencers”. *Third International Conference on Computers in Reciprocating Engines and Gas Turbines 1996-01*, pp. 219–228 C499/052. Institution of Mechanical Engineers, Mechanical Engineering Publications, January 1996.
- [11] Winterbone D.E., Pearson R.J. y Onorati A. *Design techniques for engine manifolds: wave action methods for IC engines*, capítulo 6 Numerical simulation of unsteady flows in I.C. engine silencers and the prediction of tailpipe noise. Professional Engineering Publishing, London, 1999.
- [12] Payri F., Reyes E. y Serrano J.R. “A model for load transients of turbocharged Diesel engines”. *SAE Technical Paper 1999-01-0225*, 1999.
- [13] Payri F., Benajes J., Galindo J. y Serrano J.R. “Modelling of turbocharged Diesel engines in transient operation. Part 2: Wave action models for calculating the operation in a High Speed Direct Injection engine”. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: Journal of Automobile Engineering*, Vol. 216, pp. 479–93, 2002.
- [14] Watson N. “Computers in Diesel engine turbocharging system design”. *International Conference Computers in Engine Technology 1987-1*, pp. 269–280 C05/87. Institution of Mechanical Engineers, March 1987.
- [15] Winterbone D.E. y Yoshitomi M. “The accuracy of calculating wave action in engine intake manifolds”. *SAE Technical Paper 900677*, 1990.
- [16] Galindo J., Serrano J.R., Arnau F.J. y Piqueras P. “Description and analysis of a one-dimensional gas-dynamic model with Independent Time Discretization”. *Proceedings of the ASME Internal Combustion Engine Division 2008 Spring Technical Conference ICES2008*, 2008.
- [17] Winterbone D. E. y Pearson R. J. “Calculating the effects of variations in composition on wave propagation in gases”. *International Journal of Mechanical Science*, Vol. 35 n° 6, pp. 517–37, 1993.
- [18] Onorati A. y Ferrari G. “Modeling of 1-D unsteady flows in I.C. engine pipe systems: numerical methods and transport of chemical species”. *SAE Technical Paper 980782*, 1998.
- [19] Ferrari G. y Onorati A. “A comprehensive 1-D model for the simulation of gas flow through I.C. engine pipe systems with chemical species tracking”. *FISITA '98 Congress, Paris*, 1998.
- [20] Onorati A., Ferrari G. y D’Errico G. “Fluid dynamic modeling of the gas flow with chemical specie transport through the exhaust manifold of a four cylinder SI engine”. *SAE Paper 1999-01-0557*, 1999.
- [21] Onorati A., Ferrari G. y D’Errico G. “1D unsteady flow with chemical reactions in the exhaust duct-system of S.I. engines: predictions and experiments”. *SAE Technical Paper 2001-01-0939*, 2001.
- [22] Yuhua Z. y Reitz R.D. “A 1-D Gas Dynamics code for subsonic and supersonic flows applied to predict EGR levels in a heavy-duty Diesel engine”. *International Journal of Vehicle Design*, Vol. 22, pp. 227–252, 1999.

- [23] Arnau J.M., Jerez S., Jódar L. y Romero J.V. "A semi-implicit Conservation Element-Solution Element Method for chemical species transport simulation to tapered ducts of internal combustion engine". *Mathematics and Computers in Simulation*, Vol. 73, pp. 28–37, 2006.
- [24] Luján J.M., Galindo J., Serrano J.R. y Pla B. "A methodology to identify the intake charge cylinder-to-cylinder distribution in turbocharged direct injection Diesel engines". *Measurement Science and Technology*, Vol. 19, pp. 065401, 2008.
- [25] Pla B. *Análisis del proceso de la recirculación de los gases de escape de baja presión en motores Diesel sobrealimentados*. Tesis Doctoral, Universidad Politécnica de Valencia, 2009.
- [26] Benson R.S. *The thermodynamics and gas dynamics of internal-combustion engines*, volume 1. Clarendon Press Oxford, 1982.
- [27] Daneshyar H. *One-Dimensional Compressible Flow*. Pergamon Press, Oxford, 1976.
- [28] Arnau F.J. *Aportaciones al cálculo numérico para el modelado del flujo compresible unidimensional en conductos de M.C.I.A.* Tesis Doctoral, Universidad Politécnica de Valencia, Noviembre 2003.
- [29] Gascón Ll. *Estudio de esquemas en diferencias finitas para el cálculo del flujo compresible, unidimensional, no estacionario y no isoentrópico*. Tesis Doctoral, Universidad Politécnica de Valencia, 1995.
- [30] Toro E.F. *Riemman solvers and numerical methods for fluid dynamics. A practical introduction*. Springer-Verlag New York, 1997.
- [31] Corberán J.M. y Gascón Ll. "TVD schemes for the calculation of flow in pipes of variable cross-section". *Mathematical and Computer Modelling*, Vol. 21, pp. 85–92, 1995.
- [32] Corberán J.M. y Gascón Ll. "New method to calculate unsteady 1-D compressible flow in pipes with variable cross-section. Application to the calculation of the flow in intake and exhaust pipes of IC engines". *Proceedings of the ASME Internal Combustion Engine Division Spring Meeting, ICE Engine Modeling*, Vol. 23, pp. 77–87, 1995.
- [33] Liu J., Schorn N., Schernus C. y Peng L. "Comparison studies on the Method of Characteristics and finite difference methods for one-dimensional gas flow through IC engine manifold". *SAE Technical Paper 960078*, 1996.
- [34] Gascón Ll. y Corberán J.M. "Construction of second-order TVD schemes for nonhomogeneous hyperbolic conservation laws". *Journal of Computational Physics*, Vol. 172, pp. 261–297, 2001.
- [35] Roselló M.D., Serrano J.R., Margot X. y Arnau J.M. "Analytic-numerical approach to flow calculation in intake and exhaust systems of internal combustion engines". *Mathematical and Computer Modelling*, Vol. 36 n° 1, pp. 33–45, 2002.
- [36] Ponsoda E., Romero J.V., Serrano J.R. y Arnau J.M. "A new iterative method for flow calculation in intake and exhaust systems of internal combustion engines". *Mathematical and Computer Modelling*, Vol. 38 n° 1, pp. 99–111, 2003.
- [37] Arnau J.M., Navarro E., Roselló M.D. y Arnau F.J. "An iterative method to obtain analytical-numerical approximation of the one-dimensional gas flow transport solution in conical ducts". *Mathematical and Computer Modelling*, Vol. 41 n° 4-5, pp. 407–416, 2005.
- [38] Payri F., Galindo J., Serrano J.R. y Arnau F.J. "Analysis of numerical methods to solve one-dimensional fluid-dynamic governing equations under impulsive flow in tapered ducts". *International Journal of Mechanical Science*, Vol. 46 n° 7, pp. 981–1004, 2004.

- [39] Broatch A., Serrano J.R., Arnau F.J. y Moya D. “Time-domain computation of muffler frequency response: comparison of different numerical schemes”. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 305 n° 1-2, pp. 333–347, 2007.
- [40] Serrano J.R., Arnau F.J., Piqueras P., Onorati A. y Montenegro G. “1D gas dynamic modelling of mass conservation in engine duct systems with thermal contact discontinuities”. *Mathematical and Computer Modelling*, Vol. 49 n° 5-6, pp. 1078–1088, 2009.
- [41] Torregrosa A.J., Serrano J.R., Arnau F.J. y Romero J.V. “Experimental validation of a new semi-implicit CE-SE scheme for the calculation of unsteady one-dimensional flow in tapered-ducts”. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, Vol. 74 n° 9, pp. 1473–1494, 2008.
- [42] Richtmyer R.D. y Morton K.W. *Difference methods for initial value problems*. Interscience, New York, 1967.
- [43] Sweby P.K. “High resolution schemes using flux limiters for hyperbolic conservation laws”. *SIAM Journal of Numerical Analysis*, Vol. 21 n° 5, pp. 995–1011, 1984.
- [44] Vera F. “Modelado unidimensional y tridimensional del proceso de mezcla de un motor de gas multipunto”. Proyecto Final de Carrera, Universidad Politécnica de Valencia, 1999.
- [45] Piscaglia F., Rutland C.J. y Foster D.E. “Development of a CFD model to study the hydrodynamic characteristics and the soot deposition mechanism on the porous wall of a Diesel particulate filter”. *SAE Technical Paper 2005-01-0963*, 2005.
- [46] Onorati A. “Prediction of the acoustical performances of muffling pipe systems by the Method of Characteristics”. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 171 n° 3, pp. 369–395, 1994.
- [47] Onorati A. “Numerical simulation of exhaust flows and tailpipe noise of a small single-cylinder Diesel engine”. *SAE Technical Paper 951755*, 1995.
- [48] Payri F., Boada F. y Corberán J.M. “Modifications to the Method of Characteristics for the analysis of the gas exchange process in internal combustion engines”. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: Journal of Automobile Engineering*, Vol. 200 n° 4, pp. 259–266, 1986.
- [49] Corberán J.M. *Contribución al modelado del proceso de renovación de la carga*. Tesis Doctoral, Universidad Politécnica de Valencia, 1984.
- [50] Guderley G. “Non-stationary gas flow in thin pipes of variable cross section”. NACA TM 1196 (Translated from ZWB, Forschungsbericht n° 1744, 1942), December 1948.
- [51] Benson R.S. “Unsteady isentropic flow with variable specific heats”. *Technical note, Journal of Royal Aeronautical Society*, Vol. 60, pp. 347–348, 1956.
- [52] Benson R.S., Annand W.J.D. y Baruah P.C. “A simulation model including intake and exhaust systems for a single cylinder four stroke cycle spark ignition engine”. *International Journal of Mechanical Science*, Vol. 17, pp. 97–124, 1975.
- [53] Baruah P.C., Benson R.S. y Gupta H.N. “Performance and emission predictions for a multi-cylinder spark ignition engine with catalytic converter”. *SAE Technical paper 780663*, 1978.
- [54] Baruah P.C., Benson R.S. y Balocuh S.K. “Performance and emission predictions for a multi-cylinder spark ignition engine with exhaust gas recirculation”. *SAE Technical paper 780663*, 1978.

- [55] Winterbone D.E. y Pearson R.J. “A solution of the wave equations using real gases”. *International Journal of Mechanical Science*, Vol. 34 n° 12, pp. 917–932, 1992.
- [56] Galindo J. *Diseño de uniones de colectores de escape de motores alternativos*. Tesis Doctoral, Universidad Politécnica de Valencia, 1998.
- [57] Arrègle J., López J.J., Martín J. y Mocholí E.M. “Development of a mixing and combustion zero-dimensional model for Diesel engines”. *SAE Technical Paper 2006-01-1382*, 2006.
- [58] Donaldson C. “Note on the importance of imperfect gas effects and variation of heat capacities on the isentropic flow of gases”. NACA-RM-L8J14, December 1948.
- [59] Otobe Y., Goto O., Miyano H., Kawamotor M., Aoki A. y Ogawa T. “Honda Formula One turbo-charged V-6 1.5L engine”. *SAE Technical Paper 890877*, 1989.
- [60] Lapuerta M., Ballesteros R. y Agudelo J.R. “Effect of the gas state equation on the thermodynamic diagnostic of diesel combustion”. *Applied Thermal Engineering*, Vol. 26, pp. 1492–1499, 2006.
- [61] Poloni M., Winterbone D.E. y Nichols J.R. “Flow with variable specific heats in the exhaust system of internal combustion engine”. *FISITA Congress, Michigan*, 1988.
- [62] “JANAF Thermodynamical Tables”, 1962, Addendum 1966. Dow Chemical Company.
- [63] Lapuerta M., Armas O. y Hernández J.J. “Diagnosis of D.I. Diesel combustion from in-cylinder pressure signal by estimation of mean thermodynamic properties of the gas”. *Applied Thermal Engineering*, Vol. 19 n° 5, pp. 513–529, 1999.
- [64] Arrègle J., García J.M., López J.J. y Fenollosa C. “Development of a zero-dimensional Diesel combustion model. Part 1: Analysis of the quasi-steady diffusion combustion phase”. *Applied Thermal Engineering*, Vol. 23 n° 11, pp. 1301–1317, 2003.
- [65] Arrègle J., García J.M., López J.J. y Fenollosa C. “Development of a zero-dimensional Diesel combustion model. Part 2: Analysis of the transient initial and final diffusion combustion phases”. *Applied Thermal Engineering*, Vol. 23 n° 11, pp. 1319–1331, 2003.
- [66] Kee R.J., Rupley F.M. y Miller J.A. “The Chemkin Thermodynamic Database”, 1992.
- [67] Burcat A. y Ruscic B. “Third millennium ideal gas and condensed phase thermochemical database for combustion with updates from active thermochemical tables”. ANL-05/20 and TAE 960 Technion-IIT, Aerospace Engineering, and Argonne National Laboratory, Chemistry Division, September 2005.
- [68] Godunov S.K. “A difference scheme for numerical computation of discontinuous solutions of hydrodynamics equations”. *Mathematics of the USSR-Sbornik*, Vol. 47, pp. 271–306, 1959. English translation in US Joint Publication Research Service, JPRS 7226, 1969.
- [69] Chorin A.J. “Random choice solution of hyperbolic systems”. *Journal of Computational Physics*, Vol. 22, pp. 517–533, 1976.
- [70] Sod G.A. “A survey of several finite difference methods for systems of nonlinear hyperbolic conservation laws”. *Journal of Computational Physics*, Vol. 27, pp. 1–31, 1978.
- [71] Galindo J., Bermúdez V., Serrano J.R. y López J.J. “Cycle-to-cycle Diesel combustion characterization during engine transient operation”. *SAE Technical Paper 2001-01-3262*, 2001.
- [72] Galindo J., Luján J.M., Serrano J.R. y Hernández L. “Combustion simulation of turbo-charger HSDI Diesel engines during transient operation using neural networks”. *Applied Thermal Engineering*, Vol. 25 n° 5-6, pp. 877–898, 2005.

- [73] Serrano J.R., Arnau F. J., Dolz V. y Piqueras P. “Methodology for characterization and simulation of turbocharged Diesel engines combustion during transient operation. Part 1: Data acquisition and post-processing”. *Applied Thermal Engineering*, Vol. 29 n° 1, pp. 142–140, 2009.
- [74] Serrano J.R., Climent H., Guardiola C. y Piqueras P. “Methodology for characterisation and simulation of turbocharged Diesel engines combustion during transient operation. Part 2: Phenomenological combustion simulation”. *Applied Thermal Engineering*, Vol. 29 n° 1, pp. 150–158, 2009.
- [75] Courant R., Friedrichs K.O. y Lewy H. “Über die partiellen Differenzgleichungen der mathematischen Physik”. *Mathematische Annalen*, Vol. 100, pp. 32–74, 1928.
- [76] Payri F., Torregrosa A.J., Broatch A. y Moya D. “Predictive modelling applied to exhaust system development”. *Proceedings of the 2nd Styrian Noise, Vibration and Harshness Conference*, Graz, Austria, 22-23 May 2003.
- [77] Takeyama S., Takeda H. y Takagi Y. “Reduction in exhaust noise through valving modifications achieved with a gas dynamics simulation model”. *SAE Technical Paper 910617*, 1991.
- [78] Selamet A., Dickey N.S. y Novak J. M. “A time domain computational simulation of acoustic silencers”. *Journal of Vibration and Acoustics - Transactions of the ASME*, Vol. 117 n° 3, pp. 323–331, 1995.
- [79] Onorati A. “Nonlinear fluid dynamic modeling of reactive silencers involving extended inlet/outlet and perforated ducts”. *Noise Control Engineering Journal*, Vol. 45 n° 1, pp. 35–51, 1997.
- [80] Galindo J., Serrano J.R., Arnau F.J. y Piqueras P. “High-frequency response of a calculation methodology for gas dynamics based on Independent Time Discretisation”. *Mathematical and Computer Modelling*, Vol. 50 n° 5-6, pp. 812–822, 2009.
- [81] Payri F., Desantes J.M. y Broatch A. “Modified impulse method for the measurement of the frequency response of acoustic filters to weakly nonlinear transient excitations”. *Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 107 n° 2, pp. 731–738, 2000.
- [82] Munjal M.L. *Acoustics of ducts and mufflers*. John Wiley & Sons, New York, 1987.
- [83] Payri F., Desantes J.M. y Torregrosa A.J. “Acoustic boundary condition for unsteady one-dimensional flow calculations”. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 188 n° 1, pp. 85–110, 1995.
- [84] Hirsch C. *Numerical computation of internal and external flows. Volume 2. Computational methods for inviscid and viscous flows*. John Wiley & Sons, Chichester (England) and New York, 1990.
- [85] Le Veque R. J. *Numerical methods for conservation laws*. ETH Zurich, 1992.
- [86] Van Leer B. “Towards the ultimate conservative difference scheme. II. Monotonicity and conservation combined in a second order scheme”. *Journal of Computational Physics*, Vol. 14, pp. 361–370, 1974.
- [87] Laney C.B. *Computational Gasdynamics*. Cambridge University Press, 1998.
- [88] Van Leer B. “Towards the ultimate conservative difference scheme. III. Upstream-centered finite-difference schemes for ideal compressible flow”. *Journal of Computational Physics*, Vol. 23, pp. 263–275, 1977.
- [89] Roe P.L. “Characteristic-based scheme for the Euler equations”. *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol. 18, pp. 337–365, 1986.

-
- [90] Chakravarthy S.R. y Osher S. “High resolution applications of the Osher upwind scheme for the Euler equations”. *Proc. AIAA 6th Computational Fluid Dynamics Conference*, pp. 363-373, 1983.
- [91] Waterson N.P. y Deconinck H. “A unified approach to the design and application of bounded higher-order convection schemes”. *Proceedings of the Ninth International Conference on Numerical Methods in Laminar and Turbulent Flow*. Atlante, Pineridge Press, July 1995.
- [92] Van Albada G.D., Van Leer B. y Roberts W.W. “A comparative study of computational methods in cosmic gas dynamics”. *Astronomy and Astrophysics*, Vol. 108 n^o 1, pp. 76-84, 1982.

Capítulo 4

Modelo de filtro de partículas Diesel de flujo de pared

Contenido

4.1. Introducción	141
4.2. Definición del modelo de DPF	142
4.2.1. Planteamiento del sistema de ecuaciones de conservación	146
4.2.2. Pérdida de presión en el medio poroso	150
4.2.3. Resolución de las condiciones de contorno	153
4.2.4. Adaptación de la metodología de cálculo Discretización Temporal Independiente	168
4.2.5. Estabilidad y convergencia del modelo	169
4.3. Validación experimental del modelo en banco de flujo	173
4.3.1. Determinación de la porosidad y del diámetro de poro	180
4.4. Sensibilidad del modelo de filtro de partículas . . .	184
4.5. Resumen	196
Bibliografía	198

4.1. Introducción

Uno de los objetivos principales de este trabajo y razón última de la preparación del código WAM descrita en el Capítulo 3 es el desarrollo de un modelo

para la predicción de la pérdida de presión en filtros de partículas Diesel de flujo de pared. Este modelo ha de operar integrado en un modelo de acción de ondas desarrollado para el estudio termofluidodinámico de los motores de combustión interna alternativos y de sus componentes.

De acuerdo a esta secuencia y objetivos, en el presente capítulo se va a describir la representación en WAM del filtro de partículas Diesel de flujo de pared. La solución adoptada se relacionará con las necesidades de cálculo de los procesos de pérdida de presión y transmisión de calor, abordados en este trabajo. No obstante, se consideran las características de los procesos de filtrado y regeneración que tienen lugar en el filtro de partículas. De esta forma se dispondrá de un código con las características apropiadas para el modelado futuro de todos estos procesos. Así, se estaría en condiciones de afrontar el análisis de la interacción con el motor o el funcionamiento del filtro durante operación transitoria o en distintos niveles de acumulación de partículas.

Descritos los principales aspectos relativos a la concepción del modelo, se presentará el desarrollo matemático del modelo de pérdida de presión propuesto para el cálculo de las condiciones del flujo en los canales del filtro de partículas. Este desarrollo se ampliará a la resolución de las condiciones de contorno, en las que se tendrán en cuenta los procesos que experimenta el flujo en el interior de los canales. Por último, se procederá a mostrar una primera validación experimental del modelo de pérdida de presión en condiciones de flujo frío estacionario. A su vez, esta validación será el punto de partida para la realización de un análisis de sensibilidad acerca del efecto que las principales variables geométricas de entrada al modelo poseen sobre la pérdida de presión calculada.

4.2. Definición del modelo de filtro de partículas Diesel de flujo de pared

Debido a la singularidad de la geometría de los DPF y a la diversidad de fenómenos físicos y químicos que definen su funcionamiento, la tarea de plantear un modelo integral capaz de abordar el estudio y análisis de estos fenómenos requiere de un gran esfuerzo de programación. Por ello, a fin de optimizar este trabajo y que el modelo sea capaz de gestionar de manera adecuada la concurrencia de los submodelos presentes, es recomendable reflexionar previamente sobre la arquitectura que ha de tener el modelo de filtro de partículas en el código WAM. En este sentido, el primer objetivo ha sido llegar a disponer de un modelo que represente el comportamiento termofluidodinámico del flujo y a su vez sea lo suficientemente flexible como para albergar

soluciones relacionadas con el estudio de otros procesos (filtrado, acumulación y regeneración).

El modelo de filtro de partículas que se propone pretende calcular la pérdida de presión global. Se incluye de este modo la pérdida de presión impuesta por el monolito, que tal y como se ha comentado en el apartado 2.4 es sobre la que se centran la gran mayoría de estudios presentes en la literatura, y la producida en los conos de entrada y salida al monolito. Debido al escaso espacio disponible en el motor y a que el diámetro del monolito es muy grande con respecto al de los conductos del sistema de escape, la conicidad resulta muy elevada, tanto en la entrada como en la salida del filtro. Este hecho imposibilita su modelado como elementos 1D [1]. Si además se considera el hecho de que en ocasiones la entrada o salida del filtro posee una geometría que dota al flujo de un comportamiento marcadamente tridimensional, la solución más adecuada en WAM resulta ser simplificar el problema al tratamiento de estos conos como elementos 0D. Esta es la solución adoptada en la figura 4.1, donde se muestra el esquema del filtro de partículas en WAM.

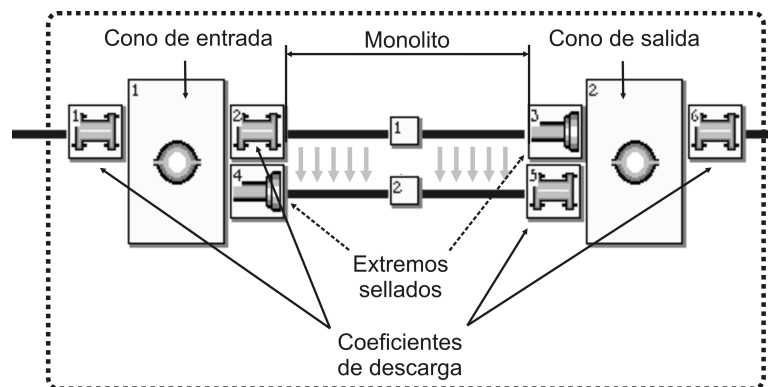


Figura 4.1. Representación esquemática en el modelo de acción de ondas WAM del filtro de partículas Diesel de flujo de pared como combinación de elementos 1D, 0D y condiciones de contorno.

La figura 4.1 muestra que el modelo dispone de cuatro condiciones de contorno de unión entre elementos 0D y 1D¹. La resolución detallada por medio del Método de las Características de este tipo de condición de contorno

¹En la figura 4.1 los conductos son las líneas alargadas en negro con un pequeño cuadro en el que se muestra un número que los identifica; los depósitos son los rectángulos con un círculo abierto dibujado en el centro y un número de identificación en la esquina superior izquierda; las condiciones de contorno están representadas por los cuadrados pequeños, su número de identificación se muestra en su esquina superior izquierda y el dibujo que muestran es función

puede consultarse en [2]. Dichas condiciones de contorno permiten simular la pérdida de presión que se produce en la entrada y salida de los depósitos por medio del ajuste de los coeficientes de descarga. De esta forma, de acuerdo a la numeración de la figura 4.1, se tiene que:

- La condición de contorno 1 representa la pérdida de presión que tiene lugar debido a la expansión que se produce en el cono de entrada al monolito.
- La condición de contorno 2 representa la pérdida de presión que se produce debido a la contracción local del flujo al penetrar en los canales de entrada del monolito.
- La condición de contorno 5 representa la pérdida de presión localizada en la salida del monolito por la expansión local del flujo procedente de los canales de salida.
- La condición de contorno 6 representa la pérdida de presión debido a la contracción que sufre el flujo en el cono de salida del filtro de partículas.

Con la representación 0D de los conos de entrada y salida únicamente resta definir la representación del monolito. En este sentido, el modelo se ha concebido para permitir una representación radial del mismo que sea adecuada a las necesidades de modelado que en cada momento pudieran surgir. Por un lado, la concepción más simple sería suponer que las propiedades del flujo a la entrada son constantes en toda la sección transversal y que el monolito se encuentra perfectamente aislado en su periferia en la dirección radial. Como ya se indicó en el Capítulo 2, asumir estas dos hipótesis significa que todos los pares de canales de entrada-salida poseen el mismo comportamiento y quedan representados por la resolución de únicamente uno de ellos. Esta es la situación que se representa en la figura 4.1, donde el conducto 1 posee las dimensiones de un canal de entrada, con su extremo final cerrado (condición de contorno 3), y el conducto 2 representa a un canal de salida, con su extremo inicial cerrado (condición de contorno 4). El flujo que entra al conducto 1 es el resultado de dividir el flujo total descargado desde el depósito 1 por el número de canales de entrada del monolito. El procedimiento inverso se sigue para calcular el flujo descargado al depósito 2 desde los canales de salida.

Entre el canal de entrada y el canal de salida se establece el flujo a través del medio poroso, cuyo espesor corresponderá al de la pared porosa, más, en su caso, el espesor de la capa de partículas.

de su tipo. En esta figura aparecen condiciones de contorno de unión entre elementos 0D y 1D (coeficientes de descarga) y extremos cerrados al final de los canales.

La hipótesis de que el comportamiento del filtro de partículas está representado por la resolución de un único par de canales entrada-salida está ampliamente presente en la literatura, tal y como se expuso en el Capítulo 2. Se trata de una hipótesis que proporciona un evidente ahorro de coste computacional.

Obtener una distribución de flujo homogénea en el monolito es más un objetivo de diseño que una realidad, en parte por la influencia de los conos de entrada y salida al monolito. A ello se une que en los procesos transitorios de acumulación, térmicos o de regeneración del filtro de partículas, el cálculo de la distribución de la temperatura de pared y de las partículas acumuladas sobre éstas adquiere dependencia espacial en la dirección radial. Por lo tanto, se vuelve conveniente disponer de resolución espacio-temporal en la dirección radial mediante simulación multicanal.

Por esta razón, el modelo propuesto ofrece la posibilidad de considerar que los canales poseen distinto comportamiento termofluidodinámico y que éste es función de la localización radial. Es decir, se asume que las condiciones de entrada y salida del monolito no son constantes en la sección transversal y/o que éste no se encuentra perfectamente aislado en su periferia, por lo que existe flujo de calor en la dirección radial. Ante tales circunstancias, se propone la discretización del monolito en conjuntos de pares de canales entrada-salida, que geoméricamente adquirirán forma de corona respecto de un haz central, según se representa en la figura 4.2.

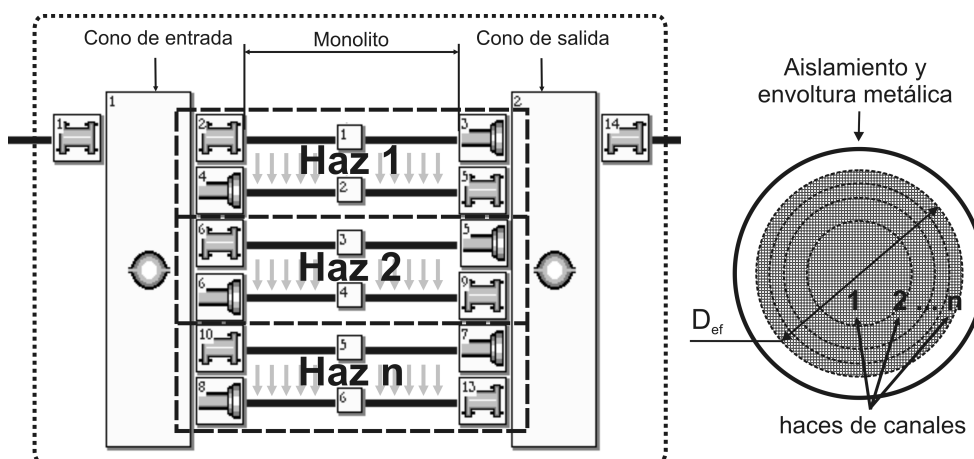


Figura 4.2. Representación esquemática en el modelo de acción de ondas WAM del filtro de partículas Diesel de flujo de pared con discretización radial.

Se asume que todos los pares de canales entrada-salida de una misma corona o haz poseen el mismo comportamiento², de manera que el monolito queda caracterizado por la resolución de un par de canales entrada-salida en cada haz.

La resolución del sistema de ecuaciones de conservación de los canales de entrada y de salida de cada haz se realiza de forma desacoplada. La solución obtenida en cada uno de ellos se relaciona con el resto únicamente a través del balance de energía en la pared porosa. De esta forma, la precisión en la predicción de la temperatura de pared será función del número de haces concéntricos en que se discretice el monolito, lo que a su vez afectará al coste computacional asociado al modelo. Esta característica del modelo se desarrollará en mayor detalle en el Capítulo 5.

4.2.1. Planteamiento del sistema de ecuaciones de conservación

La resolución de un par de canales entrada-salida requiere, en primer lugar, del planteamiento de las ecuaciones de conservación. Se plantea la resolución de las ecuaciones de conservación para flujo no-estacionario, unidimensional, compresible y no-homocentrópico y se presentan en forma conservativa de acuerdo a la propuesta de Gascón [3].

El sistema de ecuaciones de conservación que se plantea parte de las consideraciones realizadas por Bisset [4] pero se introducen una serie de mejoras que persiguen obtener una representación más realista de los procesos que tienen lugar en el interior de los canales:

1. Se resuelve el sistema de ecuaciones de conservación en condiciones no-estacionarias. El hecho de no considerar la derivada temporal en las ecuaciones de conservación, una hipótesis muy extendida en el estudio de los DPF, supone desprestigiar el efecto que posee la dinámica asociada a la pérdida de presión que tiene lugar en el monolito [5, 6]. Este hecho afecta directamente a la precisión de la respuesta acústica del filtro obtenida por el modelo, al modelado del comportamiento de otros elementos que conforman el motor y al cálculo de las prestaciones de este último.
2. Se introduce el efecto que posee el crecimiento/decrecimiento de la capa de partículas sobre las paredes porosas del canal de entrada.

²Por esta razón, de aquí en adelante se denominará *haz de canales* en lugar de corona de canales a cada uno de estos conjuntos de pares de canales entrada-salida.

3. La ecuación de conservación de la energía se plantea en términos de condiciones de parada, es decir, se introduce la influencia de la velocidad del flujo en los canales.
4. También respecto a la ecuación de la energía, se ha de tener en cuenta que el modelo no aborda el cálculo fluidodinámico en el interior del medio poroso. Por lo tanto es necesario estimar la temperatura a la que el gas que atraviesa la pared porosa se incorpora al canal de salida. Pese a la gran superficie de contacto entre gas y paredes en el interior del medio poroso, se ha optado por suponer despreciable el intercambio de calor entre ambos. Se debe a la ausencia de información sobre el flujo en el interior del medio poroso (pues no se resuelve este tipo de flujo en la presente tesis) y por otra parte, al reducido tiempo de residencia del flujo en el medio poroso. Como consecuencia de ello, se asume que el gas entrante a los canales de salida se encuentra a la temperatura del gas del canal de entrada. El desequilibrio que esta hipótesis puede suponer quedará compensado por el intercambio de calor entre las paredes y el flujo a medida que éste avanza a lo largo de los canales de entrada y salida.

Bajo estas consideraciones, en los canales de entrada y salida del monolito del filtro de partículas se resuelven los sistemas de ecuaciones de conservación formado por las ecuaciones 4.1 a 4.8. Para facilitar su comprensión, la estructura del mallado espacial de los canales se representa en la figura 4.3. En estos sistemas de ecuaciones, u_w representa la velocidad de pared. El subíndice 1 indica que se trata de la velocidad de entrada a la capa de partículas, mientras que el subíndice 2 se refiere a la velocidad de pared en las secciones de entrada y salida de la pared porosa. El cálculo de estas velocidades, representadas en la figura 4.4, se trata en detalle en el apartado 4.2.2.

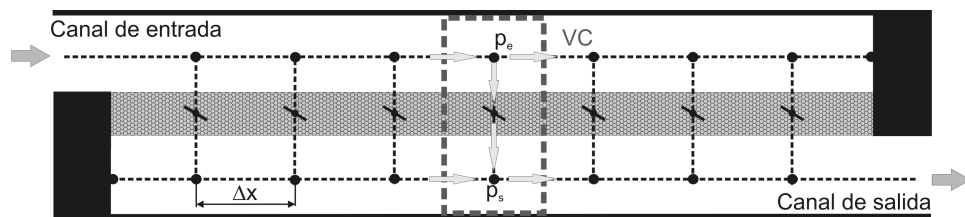


Figura 4.3. Resolución discreta de las ecuaciones de conservación en un canal de entrada y un canal de salida del filtro de partículas.

▪ **Ecuación de conservación de la masa**

- Canal de entrada

$$\frac{\partial (\rho_e F_e)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_e u_e F_e)}{\partial x} = -4(\alpha - 2w_p) \rho_e u_{w1} \quad (4.1)$$

- Canal de salida

$$\frac{\partial (\rho_s F_s)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_s u_s F_s)}{\partial x} = 4\alpha \rho_s u_{w2} \quad (4.2)$$

▪ **Ecuación de conservación de la cantidad de movimiento**

- Canal de entrada

$$\frac{\partial (\rho_e u_e F_e)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_e u_e^2 F_e + p_e F_e)}{\partial x} - p_e \frac{dF_e}{dx} + F_w \mu_e u_e = 0 \quad (4.3)$$

- Canal de salida

$$\frac{\partial (\rho_s u_s F_s)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_s u_s^2 F_s + p_s F_s)}{\partial x} - p_s \frac{dF_s}{dx} + F_w \mu_s u_s = 0 \quad (4.4)$$

▪ **Ecuación de conservación de la energía**

- Canal de entrada

$$\begin{aligned} \frac{\partial (e_{0e} \rho_e F_e)}{\partial t} + \frac{\partial (h_{0e} \rho_e u_e F_e)}{\partial x} - q_e \rho_e F_e + \\ + 4(\alpha - 2w_p) h_{0w} \rho_e u_{w1} = 0 \end{aligned} \quad (4.5)$$

- Canal de salida

$$\frac{\partial (e_{0s} \rho_s F_s)}{\partial t} + \frac{\partial (h_{0s} \rho_s u_s F_s)}{\partial x} - q_s \rho_s F_s - 4\alpha h_{0w} \rho_s u_{w2} = 0 \quad (4.6)$$

El estudio de los procesos de regeneración y filtrado que tienen lugar en los filtros de partículas Diesel y la consideración de gas no-perfecto requieren la introducción de un submodelo de transporte de especies químicas en la dirección axial de los canales. Además, este submodelo ha de tener en cuenta el flujo másico a través del medio poroso de cada especie química y la conversión entre ellas debido a las reacciones químicas que definen el proceso de regeneración.

▪ **Ecuación de conservación especies químicas**

- Canal de entrada

$$\frac{\partial (\rho_e Y_{ej} F_e)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_e Y_{ej} u_e F_e)}{\partial x} = -4 (\alpha - 2w_p) \rho_e u_{w1} Y_{ej} \quad (4.7)$$

- Canal de salida

$$\frac{\partial (\rho_s Y_{sj} F_s)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_s Y_{sj} u_s F_s)}{\partial x} = 4\alpha \rho_s u_{w2} Y_{wj} \quad (4.8)$$

En las ecuaciones 4.7 y 4.8 el subíndice j representa la especie química cuya conservación se está resolviendo y la variable Y_{w_j} es la fracción másica de la especie j a la salida de la pared porosa. Como se ha indicado anteriormente, dado que el tiempo de residencia del flujo en el medio poroso es despreciable, se propone un modelo cuasi-estacionario para el cálculo de la variación de la fracción másica de las especies químicas en el interior de la pared porosa. Esta variación estará controlada por el proceso de oxidación y el filtrado. Si se considera que no existe capa de partículas, de modo que la reacción de oxidación tiene únicamente lugar en la pared porosa, el modelo a resolver sería del tipo:

$$\frac{\partial (\rho_s u_{w2} Y_j)}{\partial z} = \frac{-S_p K_{reg} \alpha_{reg}}{u_{w2}} (\rho_s u_{w2} Y_j) \quad (4.9)$$

En la ecuación 4.9, z representa la dirección perpendicular al flujo en los canales, es decir, la dirección del flujo a través del medio poroso; S_p es la superficie específica de filtrado; K_{reg} es la tasa de reacción; y α_{reg} es el índice de completitud de la reacción de regeneración. En la oxidación completa de las partículas se formaría únicamente CO_2 , pero en caso de producirse una oxidación incompleta se obtendría también cierta cantidad de CO como producto de la reacción. El índice α_{reg} determina la formación de CO_2 y CO que tendría lugar durante la oxidación de las partículas, ya fuera una oxidación por O_2 o por NO_2 [7]. Dado que la ecuación 4.9 es una ecuación diferencial ordinaria lineal de primer orden posee solución analítica:

$$Y_j(z) = Y_j(0) e^{-\frac{S_p K_{reg} \alpha_{reg} z}{u_{w2}}} \quad (4.10)$$

De esta forma, a la salida de la pared porosa, $z = w_w$, se tendrá que la fracción másica de la especie j viene dada por la ecuación 4.11 :

$$Y_{w_j} = Y_j(0) e^{-\frac{S_p K_{reg} \alpha_{reg}}{u_{w_2}} w_w} \quad (4.11)$$

De no existir reacciones químicas, la fracción másica de la especie j a la salida de la pared porosa se mantiene constante, excepto para las partículas. En este último caso habría de considerarse la eficiencia del filtrado. Este modelo es extensible a otras reacciones que pudieran producirse entre las especies químicas transportadas por WAM a lo largo del motor, tanto sobre la capa de partículas como en el interior de la pared porosa.

4.2.2. Pérdida de presión en el medio poroso

El acoplamiento de los sistemas de ecuaciones de conservación en los canales de entrada y salida requiere introducir la ecuación que representa la pérdida de presión producida por el paso del flujo a través del medio poroso. De la resolución en el instante de tiempo t de las ecuaciones de conservación en los canales de entrada y salida es posible conocer las presiones p_e y p_s en cada nodo de cálculo. De esta forma, como se sugiere en la figura 4.3, se conoce la diferencia de presiones que se produce en el volumen de control representado por cada par de nodos entrada-salida.

En el Capítulo 2 se ha introducido que en el medio poroso la pérdida de presión viene controlada por la ley de Darcy y, en menor medida, por el efecto Forchheimer. Además, el medio poroso está formado por la pared porosa y por la posible formación de la capa de partículas. Esta situación representaría el planteamiento más complejo del cálculo de la pérdida de presión. Para su resolución, en este trabajo, se propone la ecuación 4.12:

$$\Delta p = \frac{\mu u_{w_2} w_w}{k_w} + \beta_{F_w} \rho_s u_{w_2}^2 w_w + \frac{\mu}{k_p} \int_0^{w_p} u_w(z) dz + \beta_{F_p} \rho_e \int_0^{w_p} u_w^2(z) dz \quad (4.12)$$

Por medio de la ecuación 4.12 es posible calcular la velocidad de pared a partir del valor de las presiones en el instante de tiempo t . Este valor es aplicable a la resolución de las ecuaciones de conservación en el instante de tiempo $t + \Delta t$.

La expresión 4.12 es válida para condiciones de operación normales en el filtro de partículas. Sin embargo, podrían darse situaciones en las que existieran reflujos en el filtro de partículas. Ésta es una situación de flujo transitoria. Podría darse, por ejemplo, si el filtro de partículas se situara aguas arriba de

la turbina de geometría variable y una aceleración brusca del motor provocara el cierre inmediato de la turbina. Por lo tanto, para generalizar es necesario resolver la ecuación 4.12 considerando los módulos de la velocidad de pared y de la pérdida de presión. De forma general se define:

$$\Delta p = |p_e - p_s| \quad (4.13)$$

En la pared porosa, dado que la sección de paso de flujo es constante a lo largo de todo el espesor, la velocidad de pared, representada por u_{w2} , también lo es. En cambio, a través de la capa de partículas se produce una variación de la velocidad de pared a medida que el flujo avanza hacia la pared porosa debido al cambio de sección transversal, mostrado en la figura 4.4. Por ello, dado que el proceso en el medio poroso es cuasi-estacionario, planteando la ecuación de continuidad a través de una pared del canal se tiene que

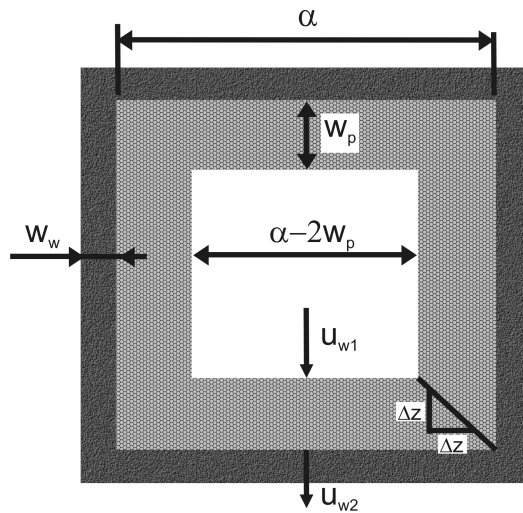


Figura 4.4. Velocidad de pared y variación del área de la sección transversal de la capa de partículas.

$$|u_{w1}| \rho_e (\alpha - 2w_p) = |u_{w2}| \rho_s \alpha \quad (4.14)$$

donde u_{w1} es la velocidad de pared en la entrada a la capa de partículas. Suponiendo que $\rho_e = \rho_s$ y que la variación de área transversal de la capa de partículas es lineal, tal y como se representa en la figura 4.4, se obtiene que a lo largo del espesor de la capa de partículas se cumple que:

$$|u_w(z)| = |u_{w1}| \frac{\alpha - 2w_p}{\alpha - 2w_p + 2z} \quad (4.15)$$

Por lo tanto, resolviendo la integral de la velocidad de pared a lo largo del espesor de la capa de partículas en la ecuación 4.4, la pérdida de presión a través del medio poroso viene dada por:

$$\begin{aligned} \Delta p = & \frac{\mu |u_{w2}| w_w}{k_w} + \beta_{F_w} \rho_s |u_{w2}|^2 w_w + \\ & + \frac{\mu |u_{w1}| (\alpha - 2w_p)}{2k_p} \ln \left(\frac{\alpha}{\alpha - 2w_p} \right) + \frac{\beta_{F_p} \rho_e (\alpha - 2w_p) w_p |u_{w1}|^2}{\alpha} \end{aligned} \quad (4.16)$$

Sustituyendo 4.14 en 4.16 la velocidad de pared en la entrada de la capa de partículas queda como única incógnita y se obtiene resolviendo la ecuación de segundo grado

$$|u_{w1}| = \frac{-b + \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a} \quad (4.17)$$

donde:

$$a = \beta_{F_w} \rho_s w_w \frac{\rho_e^2 (\alpha - 2w_p)^2}{\rho_s^2 \alpha^2} + \frac{\beta_{F_p} \rho_e (\alpha - 2w_p) w_p}{\alpha} \quad (4.18)$$

$$b = \frac{\mu w_w \rho_e (\alpha - 2w_p)}{k_w \rho_s \alpha} + \frac{\mu (\alpha - 2w_p)}{2k_p} \ln \left(\frac{\alpha}{\alpha - 2w_p} \right) \quad (4.19)$$

$$c = -\Delta p \quad (4.20)$$

El valor de c es negativo, mientras que a y b son positivos. Por lo tanto, para garantizar que la solución de u_{w1} obtenida de la ecuación 4.17 es positiva, es decir, que es el módulo de la velocidad de pared en la superficie de la capa de partículas, es necesario tomar como solución la raíz positiva. El valor de u_{w2} se obtiene aplicando la ecuación de continuidad 4.14. Para la posterior resolución de las ecuaciones de conservación de la masa y la energía, la velocidad de pared se considerará positiva si $p_e > p_s$ y negativa en el caso de que existieran reflujos en los canales, es decir, $p_e < p_s$.

El efecto Forchheimer es despreciable frente al valor de pérdida de presión descrita por la ley de Darcy salvo a números de Reynolds muy elevados [8].

Además, a este argumento se ha de añadir la dificultad para la obtención del valor del coeficiente de Forchheimer, β_F . En el caso de la pared porosa, en la que es posible conocer la porosidad y el diámetro medio de poro, el coeficiente de Forchheimer se evalúa de acuerdo a la ecuación de Ergun [9] (ecuación 2.33). Sin embargo, en el caso de la capa de partículas, sus propiedades son función de las condiciones de operación durante las cuales se ha producido el proceso de deposición sobre la pared porosa, el cual habrá estado controlado por el número de Peclet [10].

Por lo tanto, dada la escasa influencia del efecto Forchheimer y la incertidumbre que puede ocasionar su cálculo, se opta por simplificar el cálculo de la velocidad a través del medio poroso teniendo en cuenta únicamente la ley de Darcy. Una vez anulados los términos de Forchheimer de la ecuación 4.16, la velocidad de pared sobre la capa de partículas se obtendrá, despejando, como:

$$|u_{w_1}| = \frac{\Delta p}{\frac{\mu w_w}{k_w} \frac{\rho_e(\alpha-2w_p)}{\rho_s \alpha} + \frac{\mu(\alpha-2w_p)}{2k_p} \ln\left(\frac{\alpha}{\alpha-2w_p}\right)} \quad (4.21)$$

De nuevo u_{w_2} se obtiene aplicando la ecuación de continuidad en la pared porosa. Se hace notar que en caso de no existir capa de partículas sobre la pared porosa, el valor de la velocidad de pared se encuentra corregido por la relación de densidades entre los canales, como se desprende de la ecuación 4.21.

4.2.3. Resolución de las condiciones de contorno

El cálculo de la evolución del fluido por el interior de los canales del DPF se realiza mediante la resolución del sistema de ecuaciones de conservación descrito de 4.1 a 4.8, la ecuación que describe la pérdida de presión en el medio poroso (4.12) y como ecuaciones de cierre del sistema las ecuaciones de estado de los gases ideales correspondientes a los canales de entrada y salida. La resolución de este sistema de ecuaciones se realiza mediante la aplicación de métodos numéricos en diferencias finitas, como el método Lax-Wendroff de dos pasos. Esto es válido para los nodos interiores de los canales pero no para los nodos extremos donde han de resolverse las condiciones de contorno que conectan los canales con otros elementos del modelo.

En un par de canales entrada-salida del filtro de partículas se definen cuatro condiciones de contorno:

- Canal de entrada
 1. Extremo de entrada. Condición de contorno de unión entre un elemento 0D, cono de entrada al filtro de partículas, y un elemento 1D, canal de entrada.
 2. Extremo de salida. Condición de contorno extremo cerrado, dado que los canales de entrada del filtro de partículas están sellados en su extremo de salida.

- Canal de salida
 1. Extremo de entrada. Condición de contorno extremo cerrado, dado que los canales de salida del filtro de partículas están sellados en su extremo de entrada.
 2. Extremo de salida. Condición de contorno entre un elemento 1D, canal de salida, y un elemento 0D, cono de salida del filtro de partículas.

Se han de resolver dos tipos de condiciones de contorno. Para su resolución se aplica el Método de las Características, como ya se expuso en el Capítulo 3. Adicionalmente, en los balances de masa y energía a resolver en los depósitos ha de tenerse en cuenta que se está descargando o recibiendo flujo másico y de energía a/desde un haz de canales. Por lo tanto, para resolver un canal de entrada, el gasto másico y la energía entrante al haz de canales ha de dividirse por el número total de canales de entrada contenidos en el haz. En el caso del canal de salida, el gasto másico y de energía saliente del canal habrá de multiplicarse por el número de canales de salida contenidos en el haz.

Es en el volumen de control existente entre la condición de contorno (nodo extremo) y el nodo contiguo³ donde es necesario prestar atención a los procesos que están teniendo lugar en el DPF.

Como se describió detalladamente en el apartado 3.2.1, la resolución de las condiciones de contorno requiere que previamente se obtengan en el canal los puntos de partida⁴ de las características incidente y reflejada y del nivel de entropía en el instante de tiempo t . Desde estos puntos se alcanzará el extremo del canal, y por lo tanto la condición de contorno, en el instante de tiempo $t + \Delta t$. En la figura 4.5 se representan los puntos de partida de las variables requeridas en cada condición de contorno presente en la resolución de un par de canales entrada-salida.

³Este nodo es resuelto por el método numérico en diferencias finitas.

⁴Estos puntos se encuentran entre los nodos x_0 y x_1 en el extremo izquierdo del canal y entre los nodos x_{n-1} y x_n en el extremo derecho del canal.

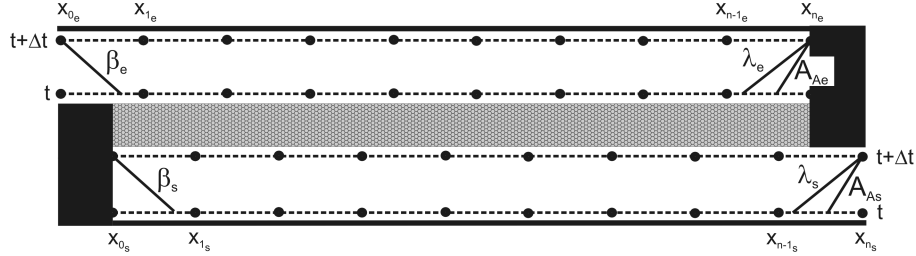


Figura 4.5. Representación del punto de partida de las líneas características y de las líneas de corriente en los extremos de un canal de entrada y un canal de salida del monolito. Sentido del flujo de izquierda a derecha.

Una vez se han obtenido estos puntos de partida, se evalúa en ellos el valor de la característica incidente (λ), la característica reflejada (β) y el nivel de entropía (A_A):

- Característica incidente

$$\lambda_e = A_e + \frac{\gamma+1}{2}U_e \quad \lambda_s = A_s + \frac{\gamma+1}{2}U_s \quad (4.22)$$

- Característica reflejada

$$\beta_e = A_e - \frac{\gamma+1}{2}U_e \quad \beta_s = A_s - \frac{\gamma+1}{2}U_s \quad (4.23)$$

- Nivel de entropía

$$A_{A_e} = A_e \left(\frac{p_{ref}}{p_e} \right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} \quad A_{A_s} = A_s \left(\frac{p_{ref}}{p_s} \right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} \quad (4.24)$$

En las expresiones anteriores, A es la velocidad del sonido y U la velocidad del flujo, ambas adimensionalizadas respecto de la velocidad del sonido de referencia. Como en las ecuaciones de conservación, el subíndice e está referido al canal de entrada y el subíndice s hace referencia al canal de salida.

En un conducto que no trasiega masa a través de su pared, si la evolución del fluido por el interior del conducto no estuviera sometida a procesos de fricción y de transmisión de calor, el valor del nivel de entropía permanecería constante en el plano espacio-temporal a lo largo de su línea de corriente. Además, en conductos de sección constante, el valor de las características sería también invariante en todo su recorrido a través de las líneas características.

Por lo tanto, en estas condiciones, el valor de las características y del nivel de entropía en el punto de partida en el instante t sería el que tendrían en la condición de contorno en el instante $t + \Delta t$.

En el caso general de flujo no-homoentrópico, las líneas características cambian de pendiente a lo largo de su recorrido durante el paso de integración Δt , al igual que las líneas de corriente. Estas variaciones pueden ser evaluadas en función de la transmisión de calor y de las pérdidas por fricción que afectan a las líneas de corriente y las líneas características. Estas últimas también se ven afectadas por los cambios de sección transversal y la variación de entropía [2].

Independientemente de que se considere que el flujo es homoentrópico o no-homoentrópico, en el caso de los canales del DPF necesita tenerse en consideración el efecto que tiene sobre la variación del valor de las características y del nivel de entropía el flujo másico que atraviesa el medio poroso abandonando el canal de entrada e introduciéndose en el canal de salida.

La variación del valor de las características y del nivel de entropía en el plano espacio-temporal durante el paso de integración Δt y desde el punto de partida hasta el extremo del canal se obtiene mediante la aplicación del Método de las Características. Este método está basado en la forma no conservativa de las ecuaciones que gobiernan el flujo no-estacionario, unidimensional y compresible. En el supuesto de que existan cambios graduales en la sección transversal, fricción del gas con las paredes y transmisión de calor a través de las mismas, las ecuaciones de conservación de la masa y de la cantidad de movimiento pueden escribirse para cada uno de los canales de entrada y salida como:

■ **Ecuación de conservación de la masa**

- Canal de entrada

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} + u_e \frac{\partial \rho_e}{\partial x} + \rho_e \frac{\partial u_e}{\partial x} + \frac{\rho_e u_e}{F_e} \frac{dF_e}{dx} = -\frac{4\rho_e u_{w1}}{\alpha - 2w_p} \quad (4.25)$$

- Canal de salida

$$\frac{\partial \rho_s}{\partial t} + u_s \frac{\partial \rho_s}{\partial x} + \rho_s \frac{\partial u_s}{\partial x} + \frac{\rho_s u_s}{F_s} \frac{dF_s}{dx} = \frac{4\rho_s u_{w2}}{\alpha} \quad (4.26)$$

■ **Ecuación de conservación de la cantidad de movimiento**

A partir de la forma conservativa de la ecuación de conservación de la cantidad de movimiento, expandiendo y combinando con la forma no conservativa de la ecuación de la masa, se obtiene:

- Canal de entrada

$$\frac{\partial u_e}{\partial t} + u_e \frac{\partial u_e}{\partial x} + \frac{1}{\rho_e} \frac{\partial p_e}{\partial x} + \frac{F_w \nu_e u_e}{F_e} - \frac{4u_{w1} u_e}{\alpha - 2w_p} = 0 \quad (4.27)$$

- Canal de salida

$$\frac{\partial u_s}{\partial t} + u_s \frac{\partial u_s}{\partial x} + \frac{1}{\rho_s} \frac{\partial p_s}{\partial x} + \frac{F_w \nu_s u_s}{F_s} + \frac{4u_{w2} u_s}{\alpha} = 0 \quad (4.28)$$

donde ν representa la viscosidad cinemática del fluido.

Para obtener la ecuación de la energía en forma no conservativa es necesario partir de la forma conservativa y combinar con las ecuaciones de conservación de la masa y de la cantidad de movimiento. La ecuación de la energía en forma conservativa se obtiene a partir de la ecuación del Primer Principio de la Termodinámica:

- Canal de entrada

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \left[F_e \rho_e \left(c_{v_e} T_e + \frac{u_e^2}{2} \right) \right]}{\partial t} + F_e u_e \frac{\partial \left[\rho_e \left(c_{v_e} T_e + \frac{u_e^2}{2} + \frac{p_e}{\rho_e} \right) \right]}{\partial x} + \\ & + \rho_e \left[c_{v_e} T_e + \frac{u_e^2}{2} + \frac{p_e}{\rho_e} \right] \frac{d(F_e u_e)}{dx} = q_e \rho_e F_e - 4(\alpha - 2w_p) \rho_e u_{w1} h_{0w} \end{aligned} \quad (4.29)$$

- Canal de salida

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \left[F_s \rho_s \left(c_{v_s} T_s + \frac{u_s^2}{2} \right) \right]}{\partial t} + F_s u_s \frac{\partial \left[\rho_s \left(c_{v_s} T_s + \frac{u_s^2}{2} + \frac{p_s}{\rho_s} \right) \right]}{\partial x} + \\ & + \rho_s \left[c_{v_s} T_s + \frac{u_s^2}{2} + \frac{p_s}{\rho_s} \right] \frac{d(F_s u_s)}{dx} = q_s \rho_s F_s + 4\alpha \rho_s u_{w2} h_{0w} \end{aligned} \quad (4.30)$$

Se puede suponer que la sección transversal de los canales es constante en el tiempo y en el espacio. Esta es una hipótesis real en el caso de los canales de salida. Para los canales de entrada resulta aceptable por la diferencia en orden de magnitud existente entre un instante de integración del modelo de acción de ondas ($\sim 10^{-5} s$) y el tiempo característico de los procesos de acumulación-regeneración. Por lo tanto, dividiendo por ρ y F , el Primer Principio de la Termodinámica en los canales se puede reescribir como:

- Canal de entrada

$$\begin{aligned} \left(c_{v_e} T_e + \frac{u_e^2}{2} \right) \left[\frac{1}{\rho_e} \left(\frac{\partial \rho_e}{\partial t} + u_e \frac{\partial \rho_e}{\partial x} \right) + \frac{1}{F_e} \frac{d(F_e u_e)}{dx} \right] + \frac{D}{Dt} \left(c_{v_e} T_e + \frac{u_e^2}{2} \right) = \\ = q_e - \frac{4u_{w_1} h_{0w}}{\alpha - 2w_p} - \frac{u_e}{\rho_e} \frac{\partial p_e}{\partial x} - \frac{p_e}{\rho_e F_e} \frac{d(F_e u_e)}{dx} \end{aligned} \quad (4.31)$$

- Canal de salida

$$\begin{aligned} \left(c_{v_s} T_s + \frac{u_s^2}{2} \right) \left[\frac{1}{\rho_s} \left(\frac{\partial \rho_s}{\partial t} + u_s \frac{\partial \rho_s}{\partial x} \right) + \frac{1}{F_s} \frac{d(F_s u_s)}{dx} \right] + \frac{D}{Dt} \left(c_{v_s} T_s + \frac{u_s^2}{2} \right) = \\ = q_s + \frac{4u_{w_2} h_{0w}}{\alpha} - \frac{u_s}{\rho_s} \frac{\partial p_s}{\partial x} - \frac{p_s}{\rho_s F_s} \frac{d(F_s u_s)}{dx} \end{aligned} \quad (4.32)$$

En las ecuaciones 4.31 y 4.32 el término entre corchetes coincide con el término que describe el flujo a través del medio poroso en las ecuaciones de conservación de la masa 4.25 y 4.26 si se dividen estas últimas por ρ_e y ρ_s respectivamente. De esta forma se obtiene:

- Canal de entrada

$$\begin{aligned} \left(c_{v_e} T_e + \frac{u_e^2}{2} \right) \left(-\frac{4u_{w_1}}{\alpha - 2w_p} \right) + \frac{D}{Dt} \left(c_{v_e} T_e + \frac{u_e^2}{2} \right) = \\ = q_e - \frac{4u_{w_1} h_{0w}}{\alpha - 2w_p} - \frac{u_e}{\rho_e} \frac{\partial p_e}{\partial x} - \frac{p_e}{\rho_e F_e} \frac{d(F_e u_e)}{dx} \end{aligned} \quad (4.33)$$

- Canal de salida

$$\begin{aligned} \left(c_{v_s} T_s + \frac{u_s^2}{2} \right) \left(\frac{4u_{w_2}}{\alpha} \right) + \frac{D}{Dt} \left(c_{v_s} T_s + \frac{u_s^2}{2} \right) = \\ = q_s + \frac{4u_{w_2} h_{0w}}{\alpha} - \frac{u_s}{\rho_s} \frac{\partial p_s}{\partial x} - \frac{p_s}{\rho_s F_s} \frac{d(F_s u_s)}{dx} \end{aligned} \quad (4.34)$$

La derivada total de la energía interna específica de parada en las ecuaciones 4.33 y 4.34 puede desarrollarse obteniéndose

$$\frac{D}{Dt} \left(c_v T + \frac{u^2}{2} \right) = \frac{D}{Dt} (c_v T) + \frac{D}{Dt} \left(\frac{u^2}{2} \right) = \frac{D}{Dt} (c_v T) + u \frac{Du}{Dt} \quad (4.35)$$

donde la derivada total de la velocidad en el canal, por la ecuación en forma no conservativa de la cantidad de movimiento (4.27 y 4.28), se puede escribir como:

- Canal de entrada

$$\frac{Du_e}{Dt} = -\frac{1}{\rho_e} \frac{\partial p_e}{\partial x} - \frac{F_w \nu_e u_e}{F_e} + \frac{4u_{w1} u_e}{\alpha - 2w_p} \quad (4.36)$$

- Canal de salida

$$\frac{Du_s}{Dt} = -\frac{1}{\rho_s} \frac{\partial p_s}{\partial x} - \frac{F_w \nu_s u_s}{F_s} - \frac{4u_{w2} u_s}{\alpha} \quad (4.37)$$

Sustituyendo a continuación en las ecuaciones 4.33 y 4.34, se llega a:

- Canal de entrada

$$\begin{aligned} \left(c_{v_e} T_e + \frac{u_e^2}{2} \right) \left(-\frac{4u_{w1}}{\alpha - 2w_p} \right) + \frac{D}{Dt} (c_{v_e} T_e) - u_e \left(\frac{F_w \nu_e u_e}{F_e} - \frac{4u_{w1} u_e}{\alpha - 2w_p} \right) = \\ = q_e - \frac{4u_{w1} h_{0w}}{\alpha - 2w_p} - \frac{p_e}{\rho_e F_e} \frac{d(F_e u_e)}{dx} \end{aligned} \quad (4.38)$$

- Canal de salida

$$\begin{aligned} \left(c_{v_s} T_s + \frac{u_s^2}{2} \right) \left(\frac{4u_{w2}}{\alpha} \right) + \frac{D}{Dt} (c_{v_s} T_s) - u_s \left(\frac{F_w \nu_s u_s}{F_s} + \frac{4u_{w2} u_s}{\alpha} \right) = \\ = q_s + \frac{4u_{w2} h_{0w}}{\alpha} - \frac{p_s}{\rho_s F_s} \frac{d(F_s u_s)}{dx} \end{aligned} \quad (4.39)$$

Reordenando se puede escribir:

- Canal de entrada

$$\begin{aligned} \frac{D}{Dt} (c_{v_e} T_e) + \frac{p_e}{\rho_e F_e} \frac{d(F_e u_e)}{dx} = \\ = q_e + \frac{4u_{w1} (e_{0_e} - h_{0w})}{\alpha - 2w_p} + u_e \left(\frac{F_w \nu_e u_e}{F_e} - \frac{4u_{w1} u_e}{\alpha - 2w_p} \right) \end{aligned} \quad (4.40)$$

- Canal de salida

$$\begin{aligned} \frac{D}{Dt} (c_{v_s} T_s) + \frac{p_s}{\rho_s F_s} \frac{d(F_s u_s)}{dx} = \\ = q_s + \frac{4u_{w2} (h_{0w} - e_{0_s})}{\alpha} + u_s \left(\frac{F_w \nu_s u_s}{F_s} + \frac{4u_{w2} u_s}{\alpha} \right) \end{aligned} \quad (4.41)$$

En este punto, para las condiciones de contorno se asume que la temperatura de pared y la temperatura del gas son idénticas, por lo que, teniendo en cuenta la definición de la energía interna específica de parada y de la entalpía específica de parada, las ecuaciones 4.40 y 4.41 se pueden simplificar a:

- Canal de entrada

$$\begin{aligned} & \frac{D}{Dt} (c_{v_e} T_e) + \frac{p_e}{\rho_e F_e} \frac{d(F_e u_e)}{dx} = \\ & = q_e + \frac{4u_{w1}}{\alpha - 2w_p} \left(\frac{u_e^2 - u_{w1}^2}{2} - \frac{p_e}{\rho_e} \right) + u_e \left(\frac{F_w \nu_e u_e}{F_e} - \frac{4u_{w1} u_e}{\alpha - 2w_p} \right) \end{aligned} \quad (4.42)$$

- Canal de salida

$$\begin{aligned} & \frac{D}{Dt} (c_{v_s} T_s) + \frac{p_s}{\rho_s F_s} \frac{d(F_s u_s)}{dx} = \\ & = q_s + \frac{4u_{w2}}{\alpha} \left(\frac{u_{w2}^2 - u_s^2}{2} + \frac{p_s}{\rho_s} \right) + u_s \left(\frac{F_w \nu_s u_s}{F_s} + \frac{4u_{w2} u_s}{\alpha} \right) \end{aligned} \quad (4.43)$$

Una vez se ha llegado hasta este punto es necesario multiplicar las ecuaciones 4.40 y 4.41 por $(\gamma - 1)\rho$. A continuación, la ecuación obtenida se desarrolla de manera genérica, antes de sustituir en las ecuaciones del canal de entrada y de salida:

$$\begin{aligned} (\gamma - 1) \rho \left[\frac{D}{Dt} (c_v T) + \frac{p}{\rho F} \frac{d(Fu)}{dx} \right] &= \rho \frac{D}{Dt} [(\gamma - 1) (c_v T)] + (\gamma - 1) \frac{p}{F} \frac{d(Fu)}{dx} = \\ &= \rho \frac{D}{Dt} \left(\frac{p}{\rho} \right) + (\gamma - 1) \frac{p}{F} \frac{d(Fu)}{dx} = \frac{Dp}{Dt} - \frac{p}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} + (\gamma - 1) \frac{p}{F} \frac{d(Fu)}{dx} = \\ &= \frac{Dp}{Dt} - \frac{p}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} + (\gamma - 1) p \left(\frac{u}{F} \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial x} \right) \end{aligned} \quad (4.44)$$

La derivada espacial del área de la sección transversal y de la velocidad en el canal puede escribirse en función de la ecuación de conservación de la masa en forma no conservativa. Específicamente para los canales de entrada del monolito se cumple que

$$\frac{Dp_e}{Dt} - \frac{p_e}{\rho_e} \frac{D\rho_e}{Dt} + (\gamma_e - 1) p_e \left(\frac{u_e}{F_e} \frac{\partial F_e}{\partial x} + \frac{\partial u_e}{\partial x} \right) =$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{Dp_e}{Dt} - \frac{p_e}{\rho_e} \frac{D\rho_e}{Dt} + (\gamma_e - 1) p_e \left(-\frac{4u_{w1}}{\alpha - 2w_p} - \frac{1}{\rho_e} \frac{D\rho_e}{Dt} \right) = \\
&= \frac{Dp_e}{Dt} - \frac{\gamma_e p_e}{\rho_e} \frac{D\rho_e}{Dt} - \frac{4u_{w1}}{\alpha - 2w_p} (\gamma_e - 1) p_e
\end{aligned} \tag{4.45}$$

y en el caso de los canales de salida se obtiene:

$$\begin{aligned}
&(\gamma_s - 1) \rho_s \left[\frac{D}{Dt} (c_{v_s} T_s) + \frac{p_s}{\rho_s F_s} \frac{d(F_s u_s)}{dx} \right] = \\
&= \frac{Dp_s}{Dt} - \frac{\gamma_s p_s}{\rho_s} \frac{D\rho_s}{Dt} + \frac{4u_{w2}}{\alpha} (\gamma_s - 1) p_s
\end{aligned} \tag{4.46}$$

Teniendo en cuenta la definición de la velocidad del sonido e igualando con las ecuaciones 4.42 y 4.43 se obtiene:

- Canal de entrada:

$$\begin{aligned}
&\frac{Dp_e}{Dt} - a_e^2 \frac{D\rho_e}{Dt} - \frac{4u_{w1}}{\alpha - 2w_p} (\gamma_e - 1) p_e = (\gamma_e - 1) \rho_e (q_e + \\
&+ \frac{4u_{w1}}{\alpha - 2w_p} \left(\frac{u_e^2 - u_{w1}^2}{2} - \frac{p_e}{\rho_e} \right) + u_e \left(\frac{F_w \nu_e u_e}{F_e} - \frac{4u_{w1} u_e}{\alpha - 2w_p} \right))
\end{aligned} \tag{4.47}$$

Reordenando se obtiene:

$$\begin{aligned}
&\frac{Dp_e}{Dt} - a_e^2 \frac{D\rho_e}{Dt} = (\gamma_e - 1) \rho_e \left(q_e + \frac{4u_{w1}}{\alpha - 2w_p} \left(\frac{u_e^2 - u_{w1}^2}{2} \right) + \right. \\
&\quad \left. + u_e \left(\frac{F_w \nu_e u_e}{F_e} - \frac{4u_{w1} u_e}{\alpha - 2w_p} \right) \right)
\end{aligned} \tag{4.48}$$

- Canal de salida:

$$\begin{aligned}
&\frac{Dp_s}{Dt} - a_s^2 \frac{D\rho_s}{Dt} + \frac{4u_{w2}}{\alpha} (\gamma_s - 1) p_s = (\gamma_s - 1) \rho_s (q_s + \\
&+ \frac{4u_{w2}}{\alpha} \left(\frac{u_{w2}^2 - u_s^2}{2} + \frac{p_s}{\rho_s} \right) + u_s \left(\frac{F_w \nu_s u_s}{F_s} + \frac{4u_{w2} u_s}{\alpha} \right))
\end{aligned} \tag{4.49}$$

Reordenando se obtiene:

$$\begin{aligned}
&\frac{Dp_s}{Dt} - a_s^2 \frac{D\rho_s}{Dt} = (\gamma_s - 1) \rho_s \left(q_s + \frac{4u_{w2}}{\alpha} \left(\frac{u_{w2}^2 - u_s^2}{2} \right) + \right. \\
&\quad \left. + u_s \left(\frac{F_w \nu_s u_s}{F_s} + \frac{4u_{w2} u_s}{\alpha} \right) \right)
\end{aligned} \tag{4.50}$$

La ecuación de la energía en forma no conservativa para los canales de entrada y salida del monolito vienen dadas por las expresiones 4.48 y 4.50 respectivamente.

Las ecuaciones 4.25, 4.27 y 4.48 para el canal de entrada y las ecuaciones 4.26, 4.28 y 4.50 para el canal de salida, junto con las respectivas ecuaciones de estado, constituyen dos sistemas cuasi-lineales de ecuaciones en derivadas parciales de tipo hiperbólico que pueden ser resueltos mediante el Método de las Características. Realizando las transformaciones oportunas, detalladas en [2, 11, 12], se obtienen los siguientes sistemas de ecuaciones equivalentes:

- Ecuación que se cumple a lo largo de una línea del plano espacio-temporal de pendiente $u + a$ y que se representa por la línea característica λ :

- Canal de entrada

$$\begin{aligned} & \frac{Dp_e}{Dt} + \rho_e a_e \frac{Du_e}{Dt} + \rho_e a_e \frac{F_w \nu_e u_e}{F_e} + \frac{4\rho_e u_{w1} a_e^2}{\alpha - 2w_p} + \frac{\rho_e a_e^2 u_e}{F_e} \frac{dF_e}{dx} - \\ & - \rho_e a_e \frac{4u_{w1} u_e}{\alpha - 2w_p} - (\gamma_e - 1) \rho_e \left(q_e + \frac{4u_{w1}}{\alpha - 2w_p} \left(\frac{u_e^2 - u_{w1}^2}{2} \right) + \right. \\ & \left. + u_e^2 \left(\frac{F_w \nu_e}{F_e} - \frac{4u_{w1}}{\alpha - 2w_p} \right) \right) = 0 \end{aligned} \quad (4.51)$$

- Canal de salida

$$\begin{aligned} & \frac{Dp_s}{Dt} + \rho_s a_s \frac{Du_s}{Dt} + \rho_s a_s \frac{F_w \nu_s u_s}{F_s} - \frac{4\rho_s u_{w2} a_s^2}{\alpha} + \frac{\rho_s a_s^2 u_s}{F_s} \frac{dF_s}{dx} + \\ & + \rho_s a_s \frac{4u_{w2} u_s}{\alpha} - (\gamma_s - 1) \rho_s \left(q_s + \frac{4u_{w2}}{\alpha} \left(\frac{u_{w2}^2 - u_s^2}{2} \right) + \right. \\ & \left. + u_s^2 \left(\frac{F_w \nu_s}{F_s} + \frac{4u_{w2}}{\alpha} \right) \right) = 0 \end{aligned} \quad (4.52)$$

- Ecuación que se cumple a lo largo de una línea del plano espacio-temporal de pendiente $u - a$ y que se representa por la línea característica β :

- Canal de entrada

$$\begin{aligned} & \frac{Dp_e}{Dt} - \rho_e a_e \frac{Du_e}{Dt} - \rho_e a_e \frac{F_w \nu_e u_e}{F_e} + \frac{4\rho_e u_{w1} a_e^2}{\alpha - 2w_p} + \frac{\rho_e a_e^2 u_e}{F_e} \frac{dF_e}{dx} + \\ & + \rho_e a_e \frac{4u_{w1} u_e}{\alpha - 2w_p} - (\gamma_e - 1) \rho_e \left(q_e + \frac{4u_{w1}}{\alpha - 2w_p} \left(\frac{u_e^2 - u_{w1}^2}{2} \right) + \right. \\ & \left. + u_e^2 \left(\frac{F_w \nu_e}{F_e} - \frac{4u_{w1}}{\alpha - 2w_p} \right) \right) = 0 \end{aligned} \quad (4.53)$$

- Canal de salida

$$\begin{aligned} \frac{Dp_s}{Dt} - \rho_s a_s \frac{Du_s}{Dt} - \rho_s a_s \frac{F_w \nu_s u_s}{F_s} - \frac{4\rho_s u_{w2} a_s^2}{\alpha} + \frac{\rho_s a_s^2 u_s}{F_s} \frac{dF_s}{dx} - \\ - \rho_s a_s \frac{4u_{w2} u_s}{\alpha} - (\gamma_s - 1) \rho_s \left(q_s + \frac{4u_{w2}}{\alpha} \left(\frac{u_{w2}^2 - u_s^2}{2} \right) + \right. \\ \left. + u_s^2 \left(\frac{F_w \nu_s}{F_s} + \frac{4u_{w2}}{\alpha} \right) \right) = 0 \end{aligned} \quad (4.54)$$

- Ecuación que se cumple a lo largo de una línea del plano espacio-temporal de pendiente u y que se representa por la línea de corriente:

- Canal de entrada

$$\begin{aligned} \frac{Dp_e}{Dt} - a_e^2 \frac{D\rho_e}{Dt} - (\gamma_e - 1) \rho_e \left(q_e + \frac{4u_{w1}}{\alpha - 2w_p} \left(\frac{u_e^2 - u_{w1}^2}{2} \right) + \right. \\ \left. + u_e^2 \left(\frac{F_w \nu_e}{F_e} - \frac{4u_{w1}}{\alpha - 2w_p} \right) \right) = 0 \end{aligned} \quad (4.55)$$

- Canal de salida

$$\begin{aligned} \frac{Dp_s}{Dt} - a_s^2 \frac{D\rho_s}{Dt} - (\gamma_s - 1) \rho_s \left(q_s + \frac{4u_{w2}}{\alpha} \left(\frac{u_{w2}^2 - u_s^2}{2} \right) + \right. \\ \left. + u_s^2 \left(\frac{F_w \nu_s}{F_s} + \frac{4u_{w2}}{\alpha} \right) \right) = 0 \end{aligned} \quad (4.56)$$

Con las transformaciones realizadas se ha obtenido, para el canal de entrada y el canal de salida respectivamente, un sistema de ecuaciones diferenciales de primer orden que se emplea normalmente en forma adimensional. Para ello es necesario introducir previamente el concepto de nivel de entropía, a_A . Se define como la velocidad del sonido que podría alcanzarse si se expandiera el fluido adiabática y reversiblemente hasta una presión de referencia arbitraria.

Contando con el nivel de entropía y realizando las transformaciones oportunas, detalladas en [2, 11, 12], las ecuaciones anteriores se reducen a las siguientes definiciones:

▪ **Característica incidente, λ :**

- Canal de entrada

$$\begin{aligned}
 da_e + \frac{\gamma_e - 1}{2} du_e &= a_e \frac{da_{A_e}}{a_{A_e}} + \frac{\gamma_e - 1}{2} \left[-\frac{a_e u_e}{F_e} \frac{dF_e}{dx} - \frac{4u_{w_1} a_e}{\alpha - 2w_p} + \right. \\
 &+ \left. \left((\gamma_e - 1) \frac{u_e}{a_e} - 1 \right) \frac{F_w \nu_e u_e}{F_e} + \left(-(\gamma_e - 1) \frac{u_e}{a_e} + 1 \right) \frac{4u_{w_1} u_e}{\alpha - 2w_p} + \right. \\
 &\left. + \frac{\gamma_e - 1}{a_e} \left(q_e + \frac{4u_{w_1}}{\alpha - 2w_p} \left(\frac{u_e^2 - u_{w_1}^2}{2} \right) \right) \right] dt \quad (4.57)
 \end{aligned}$$

- Canal de salida

$$\begin{aligned}
 da_s + \frac{\gamma_s - 1}{2} du_s &= a_s \frac{da_{A_s}}{a_{A_s}} + \frac{\gamma_s - 1}{2} \left[-\frac{a_s u_s}{F_s} \frac{dF_s}{dx} + \frac{4u_{w_2} a_s}{\alpha} + \right. \\
 &+ \left. \left((\gamma_s - 1) \frac{u_s}{a_s} - 1 \right) \frac{F_w \nu_s u_s}{F_s} + \left((\gamma_s - 1) \frac{u_s}{a_s} - 1 \right) \frac{4u_{w_2} u_s}{\alpha} + \right. \\
 &\left. + \frac{\gamma_s - 1}{a_s} \left(q_s + \frac{4u_{w_2}}{\alpha} \left(\frac{u_{w_2}^2 - u_s^2}{2} \right) \right) \right] dt \quad (4.58)
 \end{aligned}$$

▪ **Característica reflejada, β**

- Canal de entrada

$$\begin{aligned}
 da_e - \frac{\gamma_e - 1}{2} du_e &= a_e \frac{da_{A_e}}{a_{A_e}} + \frac{\gamma_e - 1}{2} \left[-\frac{a_e u_e}{F_e} \frac{dF_e}{dx} - \frac{4u_{w_1} a_e}{\alpha - 2w_p} + \right. \\
 &+ \left. \left((\gamma_e - 1) \frac{u_e}{a_e} + 1 \right) \frac{F_w \nu_e u_e}{F_e} - \left((\gamma_e - 1) \frac{u_e}{a_e} + 1 \right) \frac{4u_{w_1} u_e}{\alpha - 2w_p} + \right. \\
 &\left. + \frac{\gamma_e - 1}{a_e} \left(q_e + \frac{4u_{w_1}}{\alpha - 2w_p} \left(\frac{u_e^2 - u_{w_1}^2}{2} \right) \right) \right] dt \quad (4.59)
 \end{aligned}$$

- Canal de salida

$$\begin{aligned}
 da_s - \frac{\gamma_s - 1}{2} du_s &= a_s \frac{da_{A_s}}{a_{A_s}} + \frac{\gamma_s - 1}{2} \left[-\frac{a_s u_s}{F_s} \frac{dF_s}{dx} + \frac{4u_{w_2} a_s}{\alpha} + \right. \\
 &+ \left. \left((\gamma_s - 1) \frac{u_s}{a_s} + 1 \right) \frac{F_w \nu_s u_s}{F_s} + \left((\gamma_s - 1) \frac{u_s}{a_s} + 1 \right) \frac{4u_{w_2} u_s}{\alpha} + \right. \\
 &\left. + \frac{\gamma_s - 1}{a_s} \left(q_s + \frac{4u_{w_2}}{\alpha} \left(\frac{u_{w_2}^2 - u_s^2}{2} \right) \right) \right] dt \quad (4.60)
 \end{aligned}$$

■ **Nivel de entropía, a_A**

- Canal de entrada

$$da_{A_e} = \frac{\gamma_e - 1}{2} \frac{a_{A_e}}{a_e^2} \left(q_e + \frac{4u_{w_1}}{\alpha - 2w_p} \left(\frac{u_e^2 - u_{w_1}^2}{2} \right) + \right. \\ \left. + u_e^2 \left(\frac{F_w \nu_e}{F_e} - \frac{4u_{w_1}}{\alpha - 2w_p} \right) \right) dt \quad (4.61)$$

- Canal de salida

$$da_{A_s} = \frac{\gamma_s - 1}{2} \frac{a_{A_s}}{a_s^2} \left(q_s + \frac{4u_{w_2}}{\alpha} \left(\frac{u_{w_2}^2 - u_s^2}{2} \right) + \right. \\ \left. + u_s^2 \left(\frac{F_w \nu_s}{F_s} + \frac{4u_{w_2}}{\alpha} \right) \right) dt \quad (4.62)$$

Las ecuaciones anteriores se adimensionalizan mediante una serie de variables que se definen a partir de la velocidad del sonido en las condiciones de referencia, a_{ref} , y de una cierta longitud de referencia, x_{ref} , que coincide con el mallado espacial empleado en los conductos.

1. Velocidad del sonido adimensional: $A = a/a_{ref}$
2. Velocidad adimensional: $U = u/a_{ref}$
3. Nivel de entropía adimensional: $A_A = a_A/a_{ref}$
4. Espacio adimensional: $X = x/x_{ref}$
5. Incremento de tiempo adimensional: $dZ = a_{ref} \frac{dt}{x_{ref}}$

Aplicando estas variables, finalmente se obtiene:

■ **Característica incidente, λ :**

- Canal de entrada

$$dA_e + \frac{\gamma_e - 1}{2} dU_e = A_e \frac{dA_{A_e}}{dA_e} - \frac{\gamma_e - 1}{2} \frac{A_e U_e}{F_e} \frac{dF_e}{dX} dZ + \\ + \frac{\gamma_e - 1}{2} \left[-\frac{4u_{w_1} A_e}{\alpha - 2w_p} + \left((\gamma_e - 1) \frac{U_e}{A_e} - 1 \right) \frac{F_w \nu_e U_e}{F_e} + \right.$$

$$\begin{aligned}
& + \left(-(\gamma_e - 1) \frac{U_e}{A_e} + 1 \right) \frac{4u_{w1}U_e}{\alpha - 2w_p} + \\
& + \frac{(\gamma_e - 1)}{A_e} \left(\frac{q_e}{a_{ref}^2} + \frac{4u_{w1}}{\alpha - 2w_p} \left(\frac{U_e^2 - \frac{u_{w1}^2}{a_{ref}^2}}{2} \right) \right) \left] \frac{x_{ref}}{a_{ref}} dZ \quad (4.63)
\end{aligned}$$

- Canal de salida

$$\begin{aligned}
dA_s + \frac{\gamma_s - 1}{2} dU_s &= A_s \frac{dA_{A_s}}{dA_s} - \frac{\gamma_s - 1}{2} \frac{A_s U_s}{F_s} \frac{dF_s}{dX} dZ + \\
& + \frac{\gamma_s - 1}{2} \left[\frac{4u_{w2}A_s}{\alpha} + \left((\gamma_s - 1) \frac{U_s}{A_s} - 1 \right) \frac{F_w \nu_s U_s}{F_s} - \right. \\
& \quad \left. + \left((\gamma_s - 1) \frac{U_s}{A_s} - 1 \right) \frac{4u_{w2}U_s}{\alpha} + \right. \\
& \left. + \frac{(\gamma_s - 1)}{A_s} \left(\frac{q_s}{a_{ref}^2} + \frac{4u_{w2}}{\alpha} \left(\frac{\frac{u_{w2}^2}{a_{ref}^2} - U_s^2}{2} \right) \right) \right] \frac{x_{ref}}{a_{ref}} dZ \quad (4.64)
\end{aligned}$$

■ Característica reflejada, β

- Canal de entrada

$$\begin{aligned}
dA_e - \frac{\gamma_e - 1}{2} dU_e &= A_e \frac{dA_{A_e}}{dA_e} - \frac{\gamma_e - 1}{2} \frac{A_e U_e}{F_e} \frac{dF_e}{dX} dZ + \\
& + \frac{\gamma_e - 1}{2} \left[-\frac{4u_{w1}A_e}{\alpha - 2w_p} + \left((\gamma_e - 1) \frac{U_e}{A_e} + 1 \right) \frac{F_w \nu_e U_e}{F_e} + \right. \\
& \quad \left. - \left((\gamma_e - 1) \frac{U_e}{A_e} + 1 \right) \frac{4u_{w1}U_e}{\alpha - 2w_p} + \right. \\
& \left. + \frac{(\gamma_e - 1)}{A_e} \left(\frac{q_e}{a_{ref}^2} + \frac{4u_{w1}}{\alpha - 2w_p} \left(\frac{U_e^2 - \frac{u_{w1}^2}{a_{ref}^2}}{2} \right) \right) \right] \frac{x_{ref}}{a_{ref}} dZ \quad (4.65)
\end{aligned}$$

- Canal de salida

$$\begin{aligned}
dA_s - \frac{\gamma_s - 1}{2} dU_s &= A_s \frac{dA_{A_s}}{dA_s} - \frac{\gamma_s - 1}{2} \frac{A_s U_s}{F_s} \frac{dF_s}{dX} dZ + \\
& + \frac{\gamma_s - 1}{2} \left[\frac{4u_{w2}A_s}{\alpha} + \left((\gamma_s - 1) \frac{U_s}{A_s} + 1 \right) \frac{F_w \nu_s U_s}{F_s} - \right.
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \left((\gamma_s - 1) \frac{U_s}{A_s} + 1 \right) \frac{4u_{w2}U_s}{\alpha} + \\
& + \frac{(\gamma_s - 1)}{A_s} \left(\frac{q_s}{a_{ref}^2} + \frac{4u_{w2}}{\alpha} \left(\frac{\frac{u_{w2}^2}{a_{ref}^2} - U_s^2}{2} \right) \right) \left] \frac{x_{ref}}{a_{ref}} dZ \quad (4.66)
\end{aligned}$$

▪ **Nivel de entropía, A_A**

- Canal de entrada

$$\begin{aligned}
dA_{A_e} = & \frac{\gamma_e - 1}{2} \frac{A_{A_e}}{A_e^2} \left[\frac{q_e}{a_{ref}^2} + \frac{4u_{w1}}{\alpha - 2w_p} \left(\frac{U_e^2 - \frac{u_{w1}^2}{a_{ref}^2}}{2} \right) \right] + \\
& + U_e^2 \left(\frac{F_w \nu_e}{F_e} - \frac{4u_{w1}}{\alpha - 2w_p} \right) \left] \frac{x_{ref}}{a_{ref}} dZ \quad (4.67)
\end{aligned}$$

- Canal de salida

$$\begin{aligned}
dA_{A_s} = & \frac{\gamma_s - 1}{2} \frac{A_{A_s}}{A_s^2} \left[\frac{q_s}{a_{ref}^2} + \frac{4u_{w2}}{\alpha} \left(\frac{\frac{u_{w2}^2}{a_{ref}^2} - U_s^2}{2} \right) \right] + \\
& + U_s^2 \left(\frac{F_w \nu_s}{F_s} + \frac{4u_{w2}}{\alpha} \right) \left] \frac{x_{ref}}{a_{ref}} dZ \quad (4.68)
\end{aligned}$$

La resolución de las ecuaciones 4.63, 4.65 y 4.67 en el canal de entrada y las ecuaciones 4.64, 4.66 y 4.68 en el canal de salida durante un incremento de tiempo Δt (dZ) conduce a obtener el valor de la variación que sufren las características y el nivel de entropía desde el punto de partida en el instante t hasta el extremo de los canales en el instante de tiempo $t + \Delta t$. La solución obtenida contará con el efecto del término másico debido al flujo que pasa del canal de entrada al canal de salida a través de la pared porosa.

Los términos que describen el flujo másico a través del medio poroso se anularán en los extremos de los canales conectados a los depósitos cuando el mallado espacial utilizado en los canales sea menor a la longitud de sellado. Esto se debe a que, en estas circunstancias, la velocidad de pared es nula en la región afectada por la condición de contorno. En cambio, en estos extremos, si el mallado espacial fuese superior a la longitud de sellado, el flujo másico a través del medio poroso sí que influirá sobre el cálculo de la característica y

del nivel de entropía en este extremo del conducto, pero únicamente durante el intervalo de tiempo definido por

$$\Delta t' = \frac{x_y - x_{sellado}}{u_{prop}} \quad (4.69)$$

donde u_{prop} es la velocidad de propagación en el punto de partida de la línea de corriente o de la línea característica calculada. De acuerdo a la representación de la figura 4.6, x_y es la distancia del punto de partida al extremo del conducto y $x_{sellado}$ la longitud de sellado en el extremo de los canales. Para el caso de los extremos cerrados de los canales, el término del flujo másico a través del medio poroso afectará a la resolución de las características a lo largo de todo el paso de integración Δt .

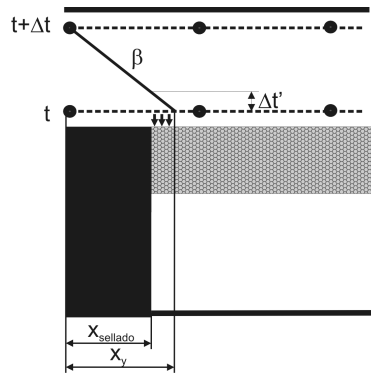


Figura 4.6. Cálculo de las características en el extremo de los canales de unión a depósito contando con el efecto del flujo másico a través del medio poroso. Sentido del flujo de izquierda a derecha.

4.2.4. Adaptación de la metodología de cálculo Discretización Temporal Independiente

En el apartado 3.3.1 se ha descrito y validado la estructura de cálculo Discretización Temporal Independiente, ITD. La inclusión en el modelo de acción de ondas WAM del filtro de partículas Diesel de flujo de pared supone la introducción de un nuevo tipo de elemento 1D.

El modelado de este nuevo elemento tiene unas características singulares. Por un lado, la resolución acoplada de un par de canales entrada-salida se realiza a través de la expresión de la pérdida de presión en el medio poroso.

Por otro lado, hay que considerar que en un monolito se resolverán tantos pares de canales entrada-salida como número de haces concéntricos en los que se discretice. Estas características introducen la necesidad de considerar este elemento en el diagrama de flujo de la estructura de cálculo ITD de forma independiente. El nuevo diagrama de flujo se muestra en la figura 4.7.

No existe variación sustancial en el diagrama de flujo, salvo que se ha de discernir entre la resolución de un conducto o de un filtro de partículas. Este hecho se traduce en trabajo de programación para la adecuada gestión de la ejecución de WAM. En caso de que el elemento a resolver sea el filtro de partículas, se ha tomado como solución aplicar el mismo incremento temporal a todos los haces de canales en que es discretizado.

De esta forma, al filtro de partículas se le aplica un paso de integración común a todos sus canales y que es el más restrictivo del que posee cada uno de ellos. La razón estriba en que la resolución del sistema de ecuaciones de conservación de cada par de canales entrada-salida está acoplado por la pérdida de presión en el medio poroso. De ahí que ambos canales deban resolverse en el mismo instante de tiempo. Además, en caso de estar el filtro discretizado en varios haces de canales, todos los haces estarán acoplados entre sí por medio del submodelo de transmisión de calor y tendrán el mismo mallado espacial. Por lo tanto, es conveniente aplicar un único paso de integración en todo el filtro de partículas. No obstante, este paso de integración puede ser muy diferente del que se aplique en otros elementos del motor.

4.2.5. Estabilidad y convergencia del modelo

Definido el modelo de filtro de partículas y el sistema de ecuaciones a resolver para describir su comportamiento fluidodinámico se ha llevado a cabo un estudio de estabilidad. Su objetivo ha sido determinar el mallado espacial aplicado en el interior de los canales del filtro de partículas y el valor del número CFL a aplicar en el criterio de estabilidad del método numérico que resuelve el sistema de ecuaciones de conservación.

El estudio de estabilidad ha consistido en variar el mallado espacial de los canales del filtro de partículas y el número CFL. El mallado espacial se ha fijado en 5 mm, 10 mm y 20 mm, mientras que el número CFL ha tomado valores entre 0.6 y 1 con una variación de 0.1. El mallado espacial de los conductos del motor que conectan con el DPF se ha mantenido constante e igual a 50 mm para todas las configuraciones simuladas. Para la resolución de las ecuaciones de conservación se ha aplicado la metodología de cálculo ITD con el método numérico en diferencias finitas Lax-Wendroff de dos pasos. Como

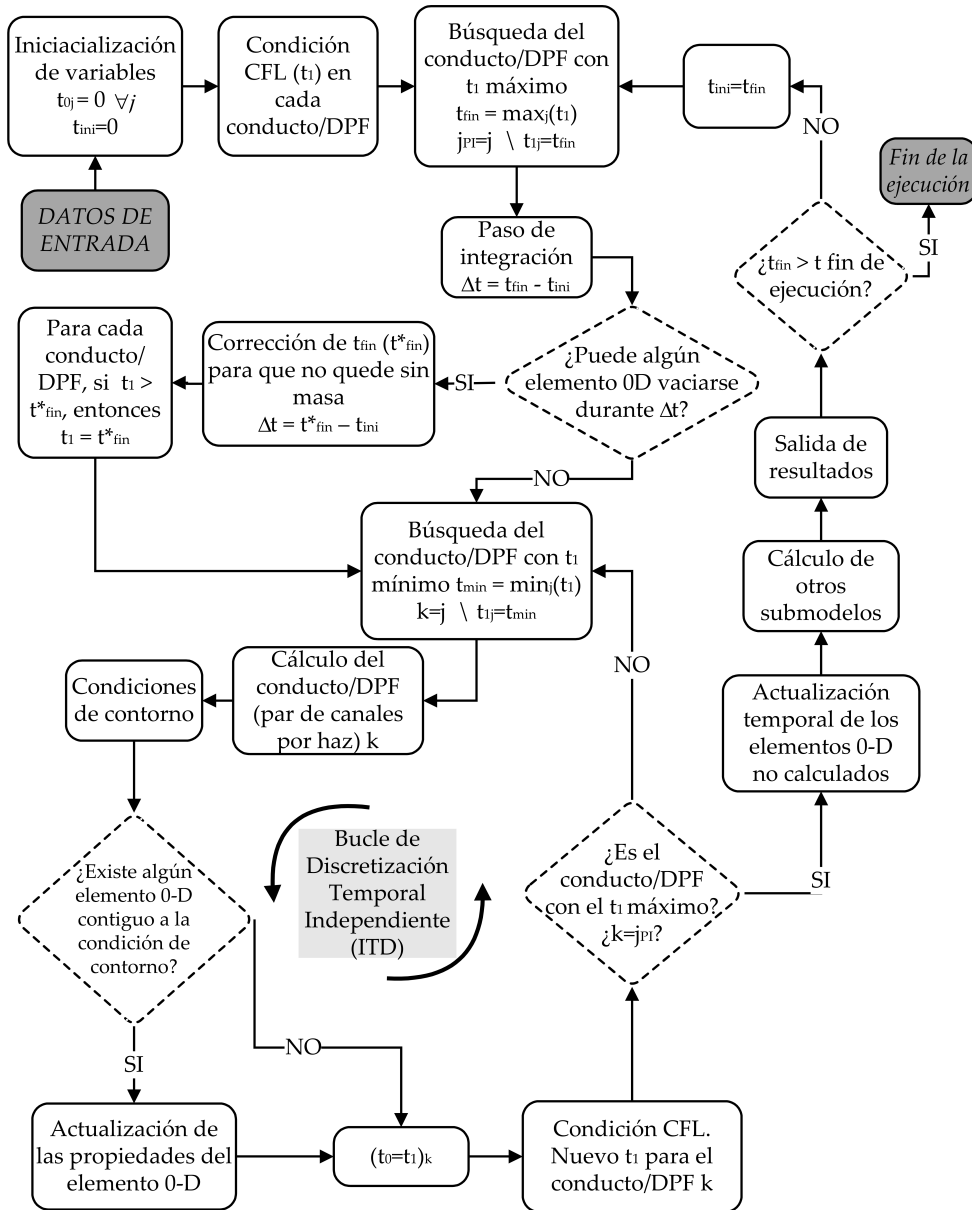


Figura 4.7. Diagrama de flujo de la Discretización Temporal Independiente con filtro de partículas Diesel de flujo de pared.

se ha concluido en el Capítulo 3, este método muestra el mejor compromiso entre coste computacional y precisión, tanto en el dominio temporal como de la frecuencia.

El punto de funcionamiento escogido para realizar el estudio es un punto de bajo gasto másico. Esta decisión obedece a que es en estas condiciones cuando los efectos de la imprecisión del cálculo numérico tienen mayor influencia sobre la solución física, debido a que el orden de magnitud de la difusión numérica se aproxima al de la solución real.

Los resultados obtenidos en el estudio planteado se muestran en la figura 4.8, donde se representa el gasto másico en los conductos de entrada y salida al filtro de partículas.

En los gráficos *a)* y *b)* se muestra la solución obtenida para el caso en que se aplicara un mallado espacial de 5 *mm* en los canales del filtro de partículas. Con este mallado espacial, aunque la solución obtenida no alcanza una estabilidad plena, ésta es razonable y posee independencia con respecto al número CFL.

Sin embargo, al aumentar el mallado espacial hasta 10 *mm* en los canales del monolito, gráficos *c)* y *d)*, se observa que el uso de un número CFL igual a 1 no permite que la simulación se estabilice y converja a la solución. No obstante, disminuir el valor del número CFL hasta un valor de 0.9 sí que posibilita que la solución converja y se estabilice dentro de los mismos límites que mallados espaciales o números CFL inferiores.

En los gráficos *e)* y *f)* se representan los resultados cuando el mallado espacial de los canales se amplía hasta 20 *mm*. Con ν_{CFL} igual a 1 la solución es claramente inestable y no converge. Téngase en cuenta la diferencia de escala entre los gráficos *e)* y *f)* y el resto de gráficos. Imponiendo $\nu_{CFL}=0.9$ la convergencia y estabilidad son posibles, pero necesita de un mayor tiempo de simulación. De esta forma, para este mallado espacial, lo recomendable sería seguir bajando el número CFL al menos hasta un valor de 0.8.

Por lo tanto, teniendo en cuenta el objetivo de equilibrio entre precisión y tiempo de cálculo, la solución óptima es hacer uso de un mallado espacial de 10 *mm* y $\nu_{CFL}=0.9$. De esta forma se asegura una solución en el dominio temporal del mismo orden de precisión a la obtenida si el mallado espacial se disminuyera hasta 5 *mm*, pero con menor coste computacional del cálculo. La posibilidad de aumentar más el mallado espacial, hasta 20 *mm*, muestra que con un ν_{CFL} adecuado es posible alcanzar la convergencia y estabilidad de la solución y además contribuiría a disminuir el tiempo de cálculo. Sin embargo, en este caso se perdería resolución axial en el filtro de partículas

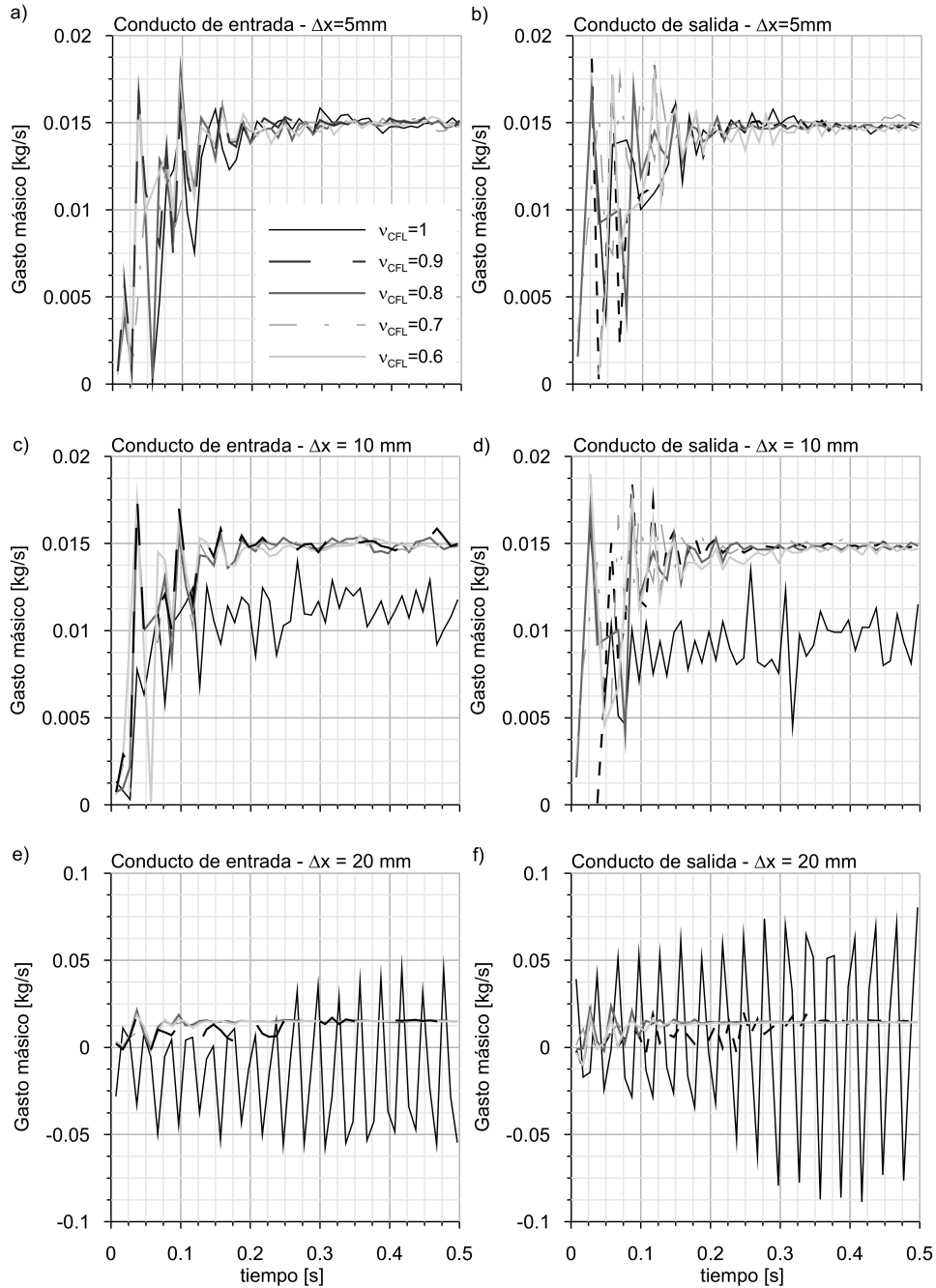


Figura 4.8. Estabilidad del modelo de filtro de partículas Diesel de flujo de pared: efecto del mallado espacial y del número CFL con el método Lax-Wendroff de dos pasos.

y operar con un ν_{CFL} muy bajo conduciría a la pérdida de precisión en la respuesta del modelo en el dominio de la frecuencia [13]. Además, se ha de añadir que la resolución axial es crítica cuando se realizan estudios de filtrado y regeneración.

La aplicación posterior de la solución adoptada de mallado espacial y número CFL a la validación experimental del modelo permitirá contrastar su idoneidad. Es conveniente subrayar que en base a la solución adoptada, la resolución de un canal del filtro de partículas tendrá un coste computacional superior al de la mayoría de los conductos que conforman la configuración en WAM de un motor debido a la necesidad de un mallado fino. Además, se incrementa el tiempo de cálculo por la evaluación de los términos correspondientes a los flujos másico y entálpico a través de la pared porosa y a la coordinación de la resolución del par de canales entrada-salida. Todo ello justifica los esfuerzos previos en el desarrollo de la estructura de cálculo ITD.

4.3. Validación experimental del modelo en banco de flujo

Para llevar a cabo la validación experimental del modelo se ha utilizado un DPF destinado a su uso en un motor de 2 litros de cilindrada. Las características geométricas del filtro de partículas se detallan en la tabla 4.1.

Tabla 4.1. Características geométricas del filtro de partículas Diesel de flujo pared utilizado durante el proceso de validación.

Longitud	m	0.2
Diámetro	m	0.132
Volumen	l	2.74
Sección transversal	m^2	0.0137
Longitud de sellado	mm	3.2
Densidad de celdas	$cpsi$	200
Lado del canal	mm	1.486
Espesor de pared	mm	0.31
Número de canales	—	4246
Área de filtrado	m^2	2.5
Volumen cono entrada	cm^3	500
Volumen cono salida	cm^3	450

El primer ensayo de que consta la validación del modelo ha consistido en la caracterización del filtro de partículas en un banco de flujo frío estacionario. La razón se fundamenta en que mediante este tipo de ensayo es posible determinar el valor de la permeabilidad de la pared porosa aplicando la expresión OD de pérdida de presión global en el filtro de partículas, como se ha explicado anteriormente en el apartado 2.4.



Figura 4.9. Instalación del filtro de partículas en el banco de flujo.

En la figura 4.9 se muestra el filtro de partículas en esta instalación experimental. La caracterización del filtro de partículas en el banco de flujo requiere conectarlo a un conducto de entrada, que lo comunica a la atmósfera, y a un conducto de salida que conecta el filtro a la entrada del depósito de remanso en el que se provoca la depresión. De esta forma, a medida que se baja la presión en el interior del depósito es posible aumentar el flujo másico que atraviesa el filtro de partículas. Realizando este proceso en una serie de puntos de funcionamiento estacionario se puede representar la relación entre pérdida de presión y número de Reynolds a la entrada del filtro de partículas.

La metodología seguida para la caracterización del filtro de partículas mediante experimentación en banco de flujo se representa en la figura 4.10.

Antes de evaluar con el modelo la pérdida de presión en el filtro de partículas es preciso caracterizar la que tiene lugar en el conducto de entrada, lo que

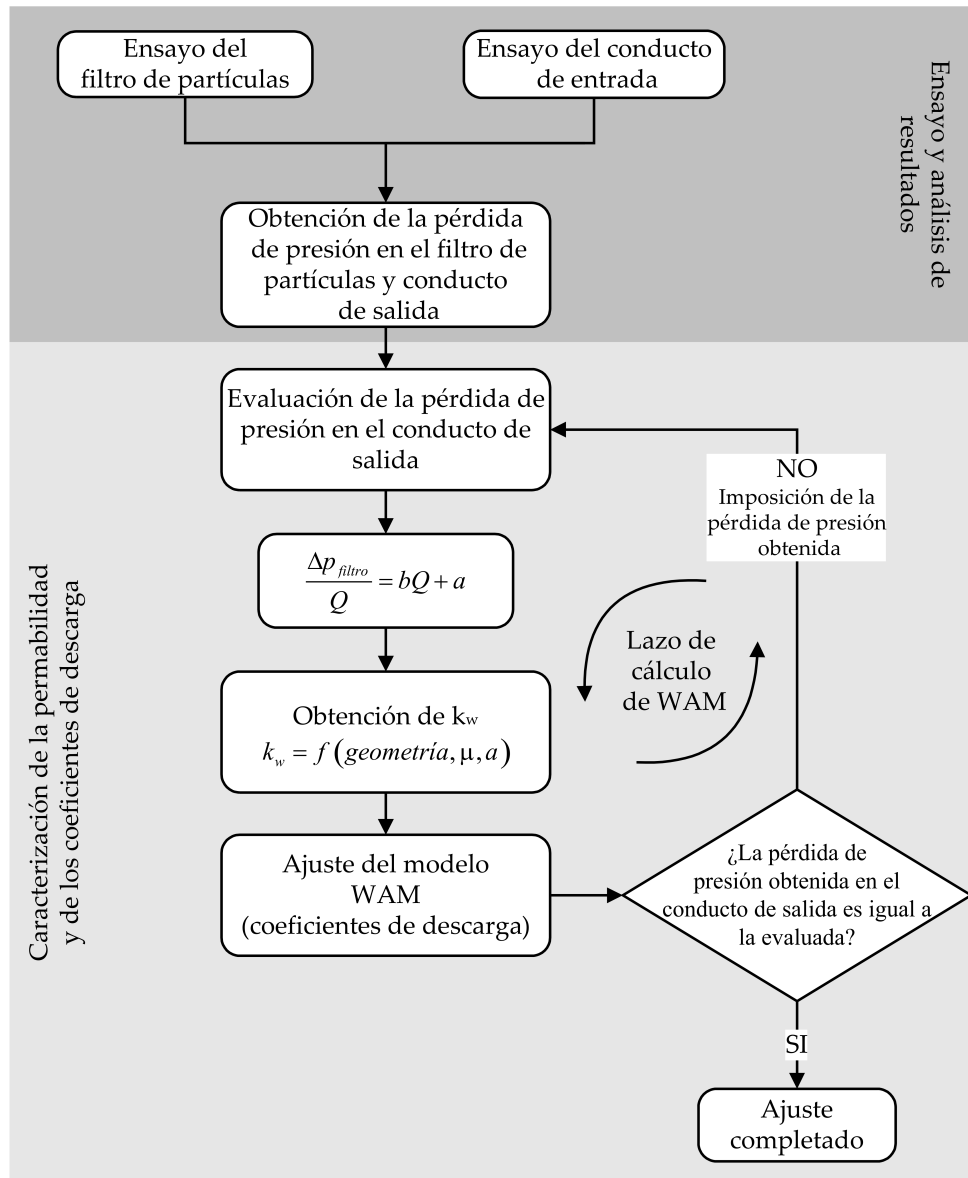


Figura 4.10. Caracterización del filtro de partículas en banco de flujo.

se realiza primero experimentalmente y luego con el modelo de acción de ondas. Con ello se podrá calcular la pérdida de presión que tiene lugar a través del filtro de partículas y del conducto de salida.

Como primera aproximación para calcular el valor de la permeabilidad del monolito puede considerarse que la pérdida de presión por fricción en el conducto de salida es despreciable frente a la pérdida de presión de todo el sistema. Con esta hipótesis y los datos del ensayo en banco de flujo es posible aplicar la ecuación 2.37 para calcular el valor del término independiente a de la función lineal entre $\Delta p/Q$ con el caudal volumétrico (ecuación 2.38). El término independiente a es función de la viscosidad del gas, de la geometría del filtro de partículas y, como única incógnita, del valor de la permeabilidad de la pared porosa.

Aplicando la ecuación 2.38 se obtiene un primer valor de permeabilidad de la pared porosa con el que iniciar el proceso de ajuste con el modelo. Para ello en el modelo se impone la presión atmosférica a la entrada del sistema y el valor de la presión en el depósito de remanso. Previamente deberá haberse ajustado la pérdida de presión en la embocadura y por fricción en el conducto de entrada en base a su propio ensayo de caracterización.

El objetivo es obtener el gasto másico que trasiega el sistema, su número de Reynolds y la pérdida de presión en el filtro de partículas. En las primeras iteraciones el aspecto más importante es evaluar con ayuda de WAM la pérdida de presión por fricción en el conducto de salida. Esta evaluación permite obtener con mayor precisión el valor de la permeabilidad. En la figura 4.11 se representa la relación $\Delta p/Q$ a la que converge el cálculo y a la que corresponde un valor de $a = 15861$. Con este dato y las características del DPF indicadas en la tabla 4.1 se obtiene que el valor de la permeabilidad es $2.49 \times 10^{-13} \text{m}^2$.

Mediante el proceso de ajuste del modelo se determinan tanto los valores de los coeficientes de descarga que permiten simular la pérdida de presión por expansión y contracción en los conos de entrada y salida del filtro de partículas como los coeficientes de descarga que simulan la pérdida de presión por contracción y expansión locales en la entrada y salida a los canales del monolito respectivamente.

Es importante entender que el hecho de tener que ajustar 4 coeficientes de descarga supone disponer, desde el punto de vista matemático, de un gran número de combinaciones posibles entre ellos que permitan obtener el gasto másico deseado. Por lo tanto, para evitar esta posible dispersión se han introducido una serie de criterios fenomenológicos para su ajuste. Estos criterios se refieren a la distribución cualitativa de las diferentes contribuciones a la pérdida de presión en filtros de partículas no cargados [14]:

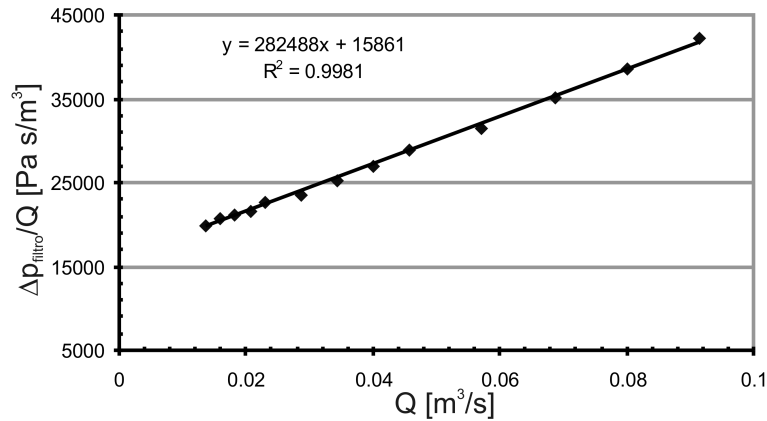


Figura 4.11. Relación entre la pérdida de presión y el caudal volumétrico para la obtención del valor de la permeabilidad del filtro de partículas.

- La pérdida de presión por contracción local a la entrada de los canales se encuentra alrededor del 50 % de la pérdida de presión por expansión local a la salida del monolito. Esta relación disminuye a medida que lo hace el número de Reynolds.
- La pérdida de presión por fricción y paso de flujo a través de la pared porosa se encuentra alrededor del 50 % de la pérdida de presión del monolito a alto número de Reynolds. A medida que éste disminuye tiende a converger a un valor alrededor del 90 % de la pérdida de presión.
- La pérdida de presión en el cono de entrada supone únicamente pérdida parcial de presión dinámica (existe recuperación de energía cinética).
- La pérdida de presión en el cono de salida está controlada por una sección efectiva resultante de la contracción de la sección ocupada por el fluido alrededor del 4-5 %.

Estos han sido los criterios bajo los cuales se ha ajustado el modelo, teniendo en cuenta la geometría tanto del monolito como también la de los conductos y el volumen de los conos de entrada y salida. El conducto de entrada al filtro tiene una longitud de 1 m y un diámetro de 0.051 m, mientras que el conducto de salida posee una longitud de 0.55 m y un diámetro de 0.047 m. Los volúmenes de los conos de entrada y salida son 500 cm³ y 450 cm³ respectivamente.

Como simplificación se ha asumido que el flujo se encuentra uniformemente distribuido en la sección transversal de entrada al filtro de partículas. Unido a que se trata de un ensayo con flujo a temperatura ambiente y por tanto no existen fenómenos de transmisión de calor, el filtro ha quedado representando por un único haz de canales.

Los resultados del ajuste medido-modelado se muestran en la figura 4.12, donde se representa la relación entre el número de Reynolds en la sección de entrada al filtro de partículas y la pérdida de presión. La pérdida de presión es la suma de las pérdidas de presión correspondientes al filtro de partículas y al conducto de salida, dado que éste es el dato obtenido directamente de los experimentos. La diferencia encontrada entre el valor medido y el modelado ha quedado acotada en un rango de $\pm 40 Pa$ en valor absoluto.

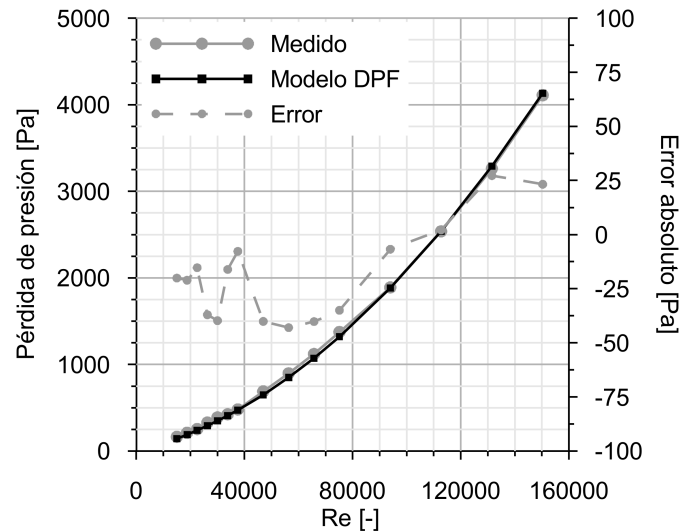


Figura 4.12. Comparación medido-modelado de los ensayos en banco de flujo.

A partir de estos resultados se puede concluir que el modelo permite reproducir el comportamiento fluidodinámico del filtro de partículas en condiciones de flujo estacionario dentro de un amplio rango de operación. En la tabla 4.2 se detallan los valores de cada uno de los coeficientes de descarga con los que se ha modelado el filtro. Junto a cada coeficiente de descarga se indica el número que lo identifica en la figura 4.1. Aunque los resultados mostrados no son extensibles a valores universales debido a que la geometría de los conos es específica para cada filtro de partículas si que facilitan un orden de magnitud adecuado.

Tabla 4.2. Ajuste en el modelo de los coeficientes de descarga en la caracterización del filtro de partículas.

Coeficiente de descarga	Identificación	Valor
Entrada al filtro	1	1.55
Entrada al monolito	2	0.6
Salida del monolito	5	0.53
Salida del filtro	6	0.97

Además, se logra cumplir en gran medida los criterios cualitativos descritos anteriormente, según se resume en la tabla 4.3. Aquí se presenta la contribución a la pérdida de presión que se produce en cada zona del monolito del filtro de partículas. El porcentaje de pérdida de presión en los canales se obtiene considerando tanto la contribución del proceso de fricción como de la pérdida de presión a través de la pared porosa.

Tabla 4.3. Porcentaje de cada contribución a la pérdida de presión en el monolito del filtro de partículas en función del número de Reynolds y en condiciones de flujo estacionario.

Re	Δp [Pa]	Entrada monolito [%]	Canales [%]	Salida monolito [%]
30060	403	1	89	10
37576	408	2	86	12
46970	535	2	82	16
56363	691	6	76	18
65757	835	9	72	19
75151	1026	10	69	21
93939	1363	11	65	24
112727	1762	13	60	27
131515	2214	14	57	29
150303	2730	16	53	31

En la figura 4.13 se representa cómo se distribuye la pérdida de presión a lo largo de todo el filtro de partículas. En este caso se incluye la pérdida de presión que se produce en los conos de entrada y salida. Se ha obtenido que la pérdida de presión en el cono de entrada, pese a que se recupera parcialmente

la energía cinética, posee el mismo orden de magnitud que la pérdida de presión a la salida de los canales del monolito. Por otra parte, la pérdida de presión en el cono de salida del filtro es del mismo orden de magnitud que la pérdida de presión que se produce en la entrada del flujo a los canales del monolito. Con estos resultados, la pérdida de presión no inercial del filtro de partículas representa, en función del número de Reynolds, entre el 35 % y el 75 % de la pérdida de presión global.

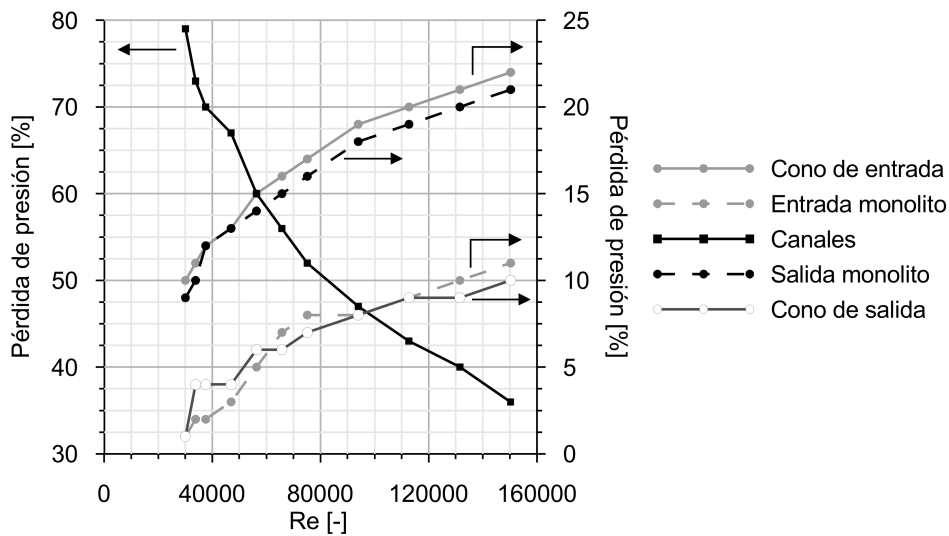


Figura 4.13. Distribución de cada contribución a la pérdida de presión en el filtro de partículas en función del número de Reynolds y en condiciones de flujo estacionario.

4.3.1. Determinación de la porosidad y del diámetro de poro

El valor de la permeabilidad de la pared porosa obtenido en el ensayo de caracterización en banco de flujo está referido a condiciones del filtro de partículas limpio y a condiciones de operación con flujo a temperatura ambiente. Para hacer uso del modelo con el filtro de partículas cargado y/o ante flujo caliente es conveniente introducir la capacidad de variar el valor de la permeabilidad de la pared porosa en función de dichas condiciones de operación.

Cuando el filtro se encuentra cargado, la permeabilidad de la pared porosa varía debido al cambio que se produce en la porosidad y el diámetro medio de poro a causa de la acumulación de partículas. Mediante un submodelo de

filtrado que permitiera evaluar la evolución de dichas variables sería posible determinar la nueva permeabilidad.

En el caso de operar a temperatura elevada, de acuerdo a lo expuesto en el apartado 2.3.2, es necesario corregir el valor de la permeabilidad para tener en cuenta el efecto de deslizamiento sobre la resistencia al paso del flujo a través de la pared porosa. Esto requiere el cálculo del factor corrector SCF, que es función del número de Knudsen y por tanto de la temperatura del gas y del diámetro medio de los poros.

De ambas condiciones de operación surge la necesidad de conocer la porosidad y el diámetro medio de los poros. Sin embargo, como ocurre con el filtro de partículas con el que se está trabajando, estos datos no son siempre fáciles de obtener por parte del usuario. Con el fin de subsanar este inconveniente se propone una metodología para evaluar las propiedades indicadas en función de la permeabilidad obtenida en la caracterización en banco de flujo frío, del valor del factor corrector SCF y de una correlación fenomenológica que relacione porosidad, diámetro de la unidad colectora y permeabilidad.

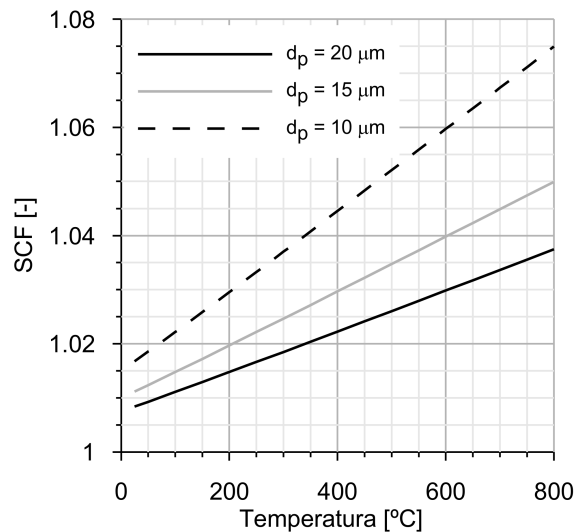


Figura 4.14. Factor de Stokes-Cunningham (*SCF*) para la corrección de la permeabilidad de la pared porosa.

El valor de la permeabilidad obtenido mediante la caracterización en banco de flujo no es realmente la permeabilidad específica⁵ de la pared porosa.

⁵La permeabilidad específica es una variable característica de cada material poroso (apartado 2.3.2).

Al contrario, este valor cuenta ya con la corrección debida al efecto de deslizamiento. En las condiciones de ensayo a temperatura ambiente el valor del factor SCF se encuentra entre 1.01 y 1.02, como se representa en la figura 4.14. En esta figura se muestra la variación del factor corrector SCF, el cual se comporta de manera creciente con la temperatura del fluido y decreciente a medida que aumenta el diámetro medio de los poros.

La metodología propuesta se describe en la figura 4.15. A partir de valores iniciales de porosidad y diámetro medio de poro se calcula la permeabilidad corregida mediante la ecuación 4.70 haciendo uso de la relación geométrica de Kuwabara [15, 16]. La elección de esta relación obedece a que proporciona valores intermedios a los aportados por las expresiones f_2 y f_3 descritas en la ecuación 2.12 y a que esta función es de aplicación en los modelos de filtrado, por lo que su uso mantiene la cohesión del modelo:

$$k_w = 0,02 \frac{f_{Kuwabara}(\varepsilon)}{1 - \varepsilon} d_c^2 SCF \quad (4.70)$$

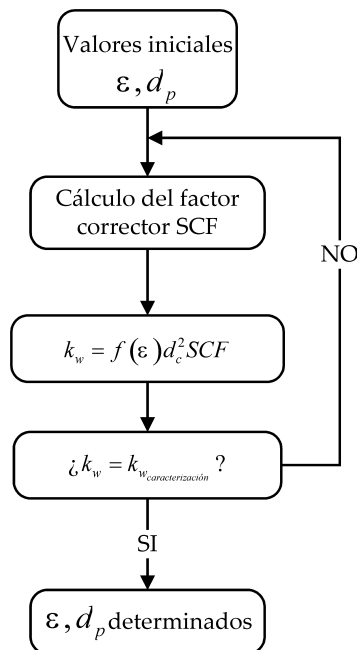


Figura 4.15. Metodología para la determinación de la porosidad y el diámetro medio de poro a partir de la caracterización en banco de flujo del filtro de partículas.

Si el valor de la permeabilidad calculada por medio de la ecuación 4.70 coincide con el obtenido por medio de la caracterización en banco de flujo, el cálculo iterativo para la obtención de la porosidad y el diámetro medio de poro se da por finalizado. En caso contrario, se continua iterando.

Pueden existir diversas combinaciones de valores de porosidad y diámetro medio de poro que pudieran proporcionar la convergencia al valor de permeabilidad buscado. Ante esta situación el usuario debe hacer uso de la información existente en la literatura acerca de los órdenes de magnitud de las variables estudiadas así como de información adicional con la que pudiera contar para el filtro de partículas específico con el que se estuviera trabajando. El objetivo sería acotar la incertidumbre en el ajuste de la porosidad y el diámetro medio de poro.

En la figura 4.16 se muestra la convergencia hacia los valores de porosidad y diámetro medio de poro tal que la permeabilidad obtenida por medio de la ecuación 4.70 sea $2.49 \times 10^{-13} \text{m}^2$ (determinada en la caracterización del medio poroso con la información representada en la figura 4.11 y las características del filtro indicadas en la tabla 4.1). Se ha obtenido que la porosidad del filtro de partículas estudiado es del 41.5 % y su diámetro medio de poro de $12 \mu\text{m}$, valores dentro del orden de magnitud propio del tipo de filtros de partículas no catalizados al que pertenece el estudiado.

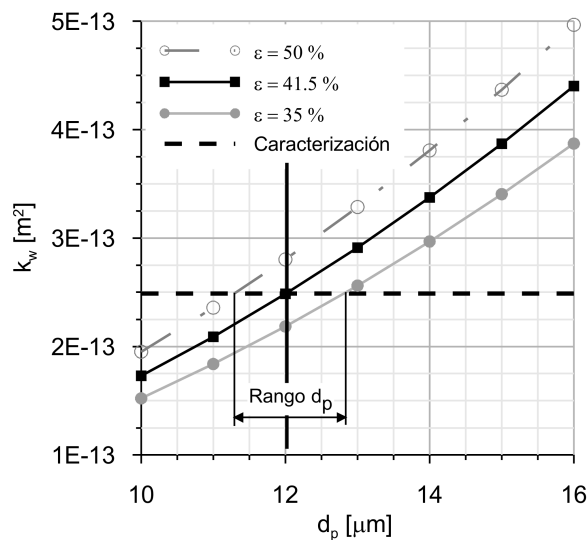


Figura 4.16. Relación entre porosidad y diámetro medio de poro del filtro de partículas.

Con ayuda de la figura 4.16 se puede determinar el grado de incertidumbre que acompaña a la solución propuesta. Si se asume que para este tipo de filtros se tiene un valor máximo de porosidad del 50 % y que un valor mínimo realista podría llegar a ser del 35 %, se obtiene una banda de ajuste que para la permeabilidad obtenida durante la caracterización determina que el diámetro medio de poro se encontraría entre $11.3 \mu m$ y $12.8 \mu m$.

De estos datos se concluye que la incertidumbre es porcentualmente mayor con respecto a la porosidad que al diámetro medio de poro. Por ello, en este caso se ha tomado como solución un valor intermedio del diámetro medio de poro de $12 \mu m$. Despejando de la ecuación 4.70 la porosidad ha de ser del 41.5 %. Esta solución es óptima para el diámetro medio de poro al ser la incertidumbre sobre esta variable reducida. Además, se encuentra dentro del rango más extendido de porosidad en este tipo de filtros (40-45 %), por lo que puede darse como altamente representativa de la estructura porosa del filtro de partículas estudiado.

4.4. Sensibilidad del modelo de filtro de partículas

Hasta aquí se ha mostrado la capacidad del modelo propuesto para caracterizar la pérdida de presión de un filtro de partículas en condiciones de flujo estacionario dentro de un amplio rango de operación. Otro aspecto de interés es mostrar la validez de considerar despreciable el efecto Forchheimer sobre la pérdida de presión así como determinar la sensibilidad del modelo ante variaciones en las características geométricas del filtro de partículas.

La existencia de incertidumbre en la definición geométrica del filtro de partículas es una situación no deseable pero posible por la dificultad de disponer de información detallada del fabricante. Mediante este estudio se pretende determinar en qué magnitud puede afectar dicha incertidumbre a la pérdida de presión. Es decir, al mantener constantes los coeficientes de descarga previamente ajustados será posible discernir la incertidumbre que cada parámetro puede llegar a introducir sobre la solución adoptada.

A continuación, además de usar como parámetro de control del modelo que el efecto Forchheimer contribuye de manera despreciable a la pérdida de presión, se va a analizar el efecto de los siguientes parámetros:

- Longitud del monolito
- Diámetro del monolito

- Estructura celular
 - Espesor de la pared porosa
 - Lado del canal
- Volumen de los conos de entrada y salida

Influencia del efecto Forchheimer

El efecto Forchheimer tiene en cuenta la contribución inercial a la pérdida de presión que se produce cuando el flujo atraviesa el medio poroso. Por tanto, únicamente adquiere importancia a elevados números de Reynolds. Sin embargo, pese a que a la entrada del filtro de partículas el número de Reynolds puede ser elevado, debido a la gran sección transversal de paso que posee el monolito, en el interior de los canales de entrada es muy reducido. Esto se muestra en la figura 4.17, donde se representan el número de Reynolds y las velocidades características del flujo en los canales frente a la longitud del canal adimensionalizada.

Para el número de Reynolds máximo ensayado (150300), al que corresponde el gráfico a), el cálculo del modelo indica que el número de Reynolds en el interior de los canales de entrada y salida es máximo en sus extremos abiertos, como era de esperar por ser la zona de flujo máximo, pero no supera el valor de 2000, tratándose en todo momento de régimen laminar. A medida que se reduce el número de Reynolds a la entrada del filtro de partículas esta situación se hace más evidente, como se muestra en el gráfico c) para número de Reynolds 30060 a la entrada del filtro de partículas.

Los gráficos b) y d) muestran el perfil de velocidad del gas en los canales. Esta velocidad resulta máxima en los extremos abiertos de los canales de entrada y salida, siendo decreciente y creciente respectivamente debido al paso de flujo a través del medio poroso. La distribución de flujo obtenida es, como universalmente se conoce, cuasi-lineal en la dirección axial de los canales⁶. En cuanto a la velocidad de pared, que determina la distribución de flujo másico a través del medio poroso, se observa que su perfil es dependiente del número de Reynolds. Es decreciente en las secciones iniciales del canal de entrada para número de Reynolds bajo (sin tener en cuenta el efecto de sellado al inicio del canal), llegando a un mínimo a partir del cual se produce un incremento continuado hasta el final del canal. Este tipo de perfil justifica

⁶El grado de linealidad de la distribución de flujo depende de las condiciones de operación pero es independientemente de la permeabilidad de la pared porosa [14].

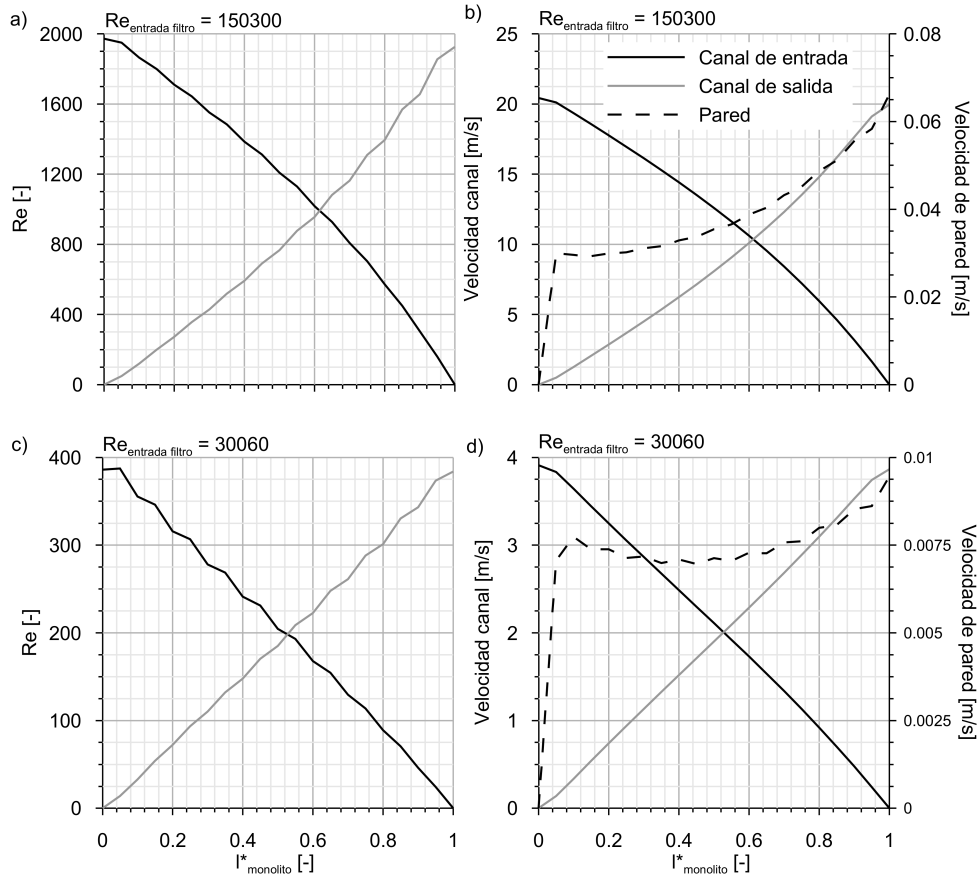


Figura 4.17. Distribución axial del número de Reynolds, de la velocidad del gas en los canales y de la velocidad de pared.

la mayor deposición de partículas al comienzo y final de los canales de entrada respecto de la sección media. No obstante, a medida que aumenta el número de Reynolds en el canal los resultados muestran que la disminución inicial de la velocidad de pared tiende a atenuarse. Por tanto, el perfil de velocidad de pared en los canales además de ser función de la permeabilidad, como se establece en la literatura [14], también lo es de las condiciones de operación.

En la figura 4.18 se muestra la influencia claramente despreciable del efecto Forchheimer sobre los resultados de la caracterización del filtro de partículas, incluso en los puntos de mayor número de Reynolds ensayados. En estos cálculos el término de Forchheimer β_F ha sido definido por medio de la ecuación de Ergun (ecuación 2.33).

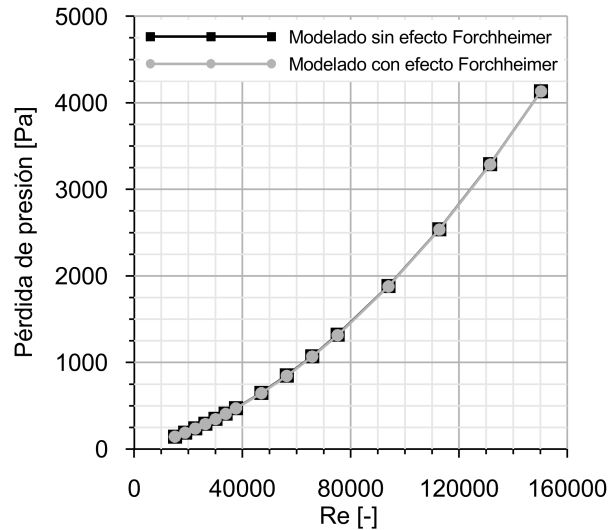


Figura 4.18. Influencia del efecto Forchheimer sobre la pérdida de presión del filtro de partículas Diesel caracterizado.

En el punto de operación de gasto másico máximo se tiene un número de Reynolds inferior máximo a 2000 en el interior de los canales. De aquí se deduce la escasa importancia de los efectos inerciales sobre la pérdida de presión en el interior del canal.

Sensibilidad a la longitud del monolito

La ecuación 2.35, aplicable a modelos 0D, permite concluir que la variación de la longitud del monolito influye sobre la pérdida de presión que se produce. Según esta ecuación, teniendo en cuenta que el volumen es directamente proporcional al valor de la longitud, ésta afecta tanto al término de la pérdida de presión por el paso del flujo a través de la pared porosa como a la pérdida de presión por fricción con las paredes. De acuerdo con ello, por medio de la ecuación 2.38 es posible calcular el nuevo valor de la permeabilidad en función de la incertidumbre sobre el valor de la longitud del monolito. En la tabla 4.4 se muestra que el aumento de la longitud supone subestimar el valor de la permeabilidad de la pared porosa mientras que su reducción conduce a la sobrestimación.

No obstante, al acoplar el doble efecto de la longitud del monolito sobre el resto del sistema se obtienen los resultados mostrados en la figura 4.19,

Tabla 4.4. Variación del valor de la permeabilidad ante incertidumbre en el valor de la longitud del monolito.

Incertidumbre (longitud)	Longitud [m]	Permeabilidad [m ² × 10 ¹³]
0 %	0.2032	2.49
10 %	0.2235	2.445
5 %	0.2134	2.463
-5 %	0.193	2.538
-10 %	0.1797	2.577

donde se observa que la influencia sobre la pérdida de presión global es despreciable. En el gráfico a) se ha variado la longitud de los canales en un $\pm 5\%$, observándose que en ambos casos la pérdida de presión del sistema disminuye dentro del rango de número de Reynolds examinado, aunque con cierta tendencia a estabilizarse. Sin embargo, en el gráfico b) se muestra que el efecto de la longitud sobre el término de Darcy de la pared porosa se vuelve dominante al aumentar el porcentaje de variación de la longitud en un $\pm 10\%$ ($\pm 2\text{ cm}$): el aumento de longitud supone la disminución de la pérdida de presión, mientras que su reducción conduce al aumento de ésta.

Aún cuando se observan estas tendencias, en todos los casos la magnitud de la variación en la pérdida de presión es poco significativa. Puede concluirse que la incertidumbre que se pueda tener sobre el valor de la longitud no es un parámetro crítico en la caracterización de la pérdida de presión.

Si la incertidumbre se tiene sobre la longitud de sellado de los extremos de los canales, la longitud efectiva de los canales del monolito se ve modificada y por tanto también la permeabilidad. Debido a las reducidas dimensiones del sellado, el efecto de su incertidumbre sobre la longitud efectiva será muy pequeño. En base a los resultados anteriores se puede concluir que la incertidumbre sobre este parámetro es también despreciable en la caracterización de la pérdida de presión del filtro de partículas.

Sensibilidad al diámetro del monolito

La existencia de incertidumbre en el valor del diámetro del monolito afecta, como se deduce de la ecuación 2.35, a todas las contribuciones a la pérdida de presión debido a la modificación que se produce sobre el volumen. En este

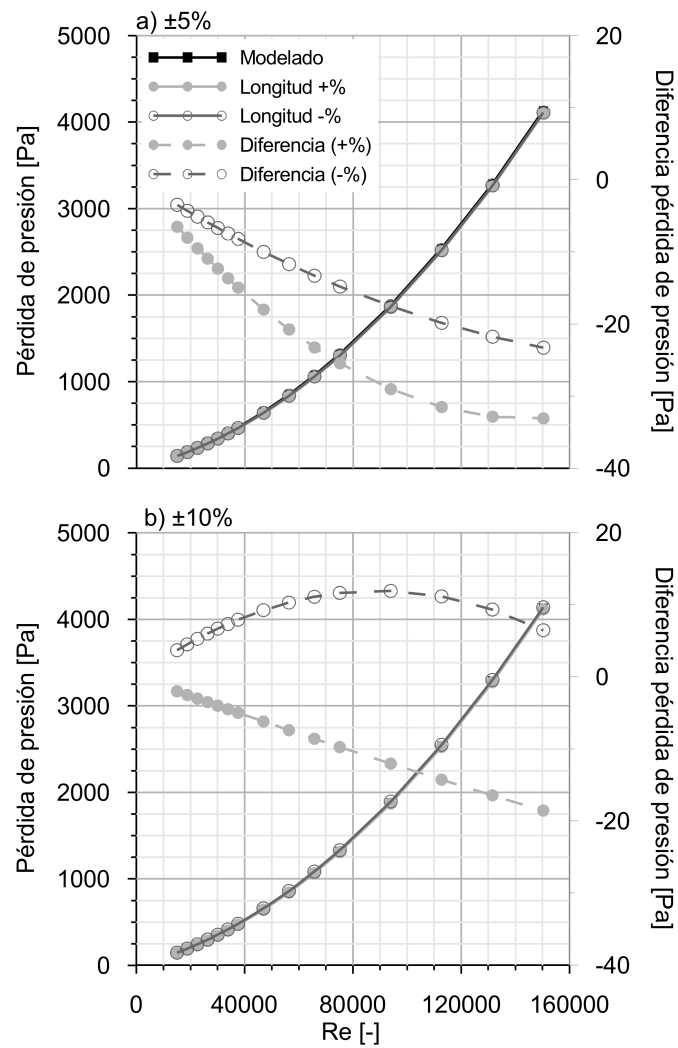


Figura 4.19. Influencia de la variación de la longitud del monolito sobre la caracterización de la pérdida de presión del filtro de partículas Diesel estudiado.

sentido, es importante hacer notar que la incertidumbre sobre el diámetro afecta al cálculo de la permeabilidad de la pared porosa pero obviamente también al número de canales por los que está constituido el monolito debido a la variación del área de la sección transversal.

En la tabla 4.5 se muestra que la incertidumbre de un $\pm 5\%$ en el valor del diámetro, lo que para el filtro de partículas Diesel caracterizado supone ± 6.6 mm, se traduce en una variación muy importante tanto en la evaluación de la permeabilidad (del -15% al 20%) como del número de canales del monolito ($\pm 10\%$).

Tabla 4.5. Variación del valor de la permeabilidad ante incertidumbre en el valor del diámetro del monolito.

Incertidumbre (diámetro)	Diámetro [m]	Permeabilidad [$m^2 \times 10^{13}$]	Número de canales [-]
0 %	0.13208	2.49	4246
5 %	0.138684	2.11	4682
-5 %	0.125476	3	3822

De la comparación entre los valores de permeabilidad mostrados en la tabla 4.4 y la tabla 4.5 se concluye que la permeabilidad es mucho más sensible a la existencia de incertidumbre en el diámetro del monolito que en su longitud.

Este comportamiento se cuantifica sobre la pérdida de presión en la figura 4.20. Aquí se observa que una incertidumbre del 5% en el valor del diámetro del monolito produce la disminución de la pérdida de presión predicha por el modelo. La magnitud de esta disminución es más importante cuanto mayor sea el número de Reynolds, no solo en valor absoluto sino también en términos porcentuales. Para el rango de números de Reynolds ensayados, la pérdida de presión disminuye un 5.25% cuando el número de Reynolds alcanza el valor de 150300.

De manera inversa, la reducción en un 5% del valor del diámetro supone el aumento de la pérdida de presión a medida que aumenta el número de Reynolds. De nuevo, esto ocurre tanto en valor absoluto como porcentual, llegando a suponer un aumento del 6.6% de la pérdida de presión a número de Reynolds de valor 150300.

A tenor de los resultados obtenidos, el orden de magnitud de la variación que se produce en el valor de la pérdida de presión del sistema ante incertidumbres razonables en el valor del diámetro del monolito aconseja poner especial

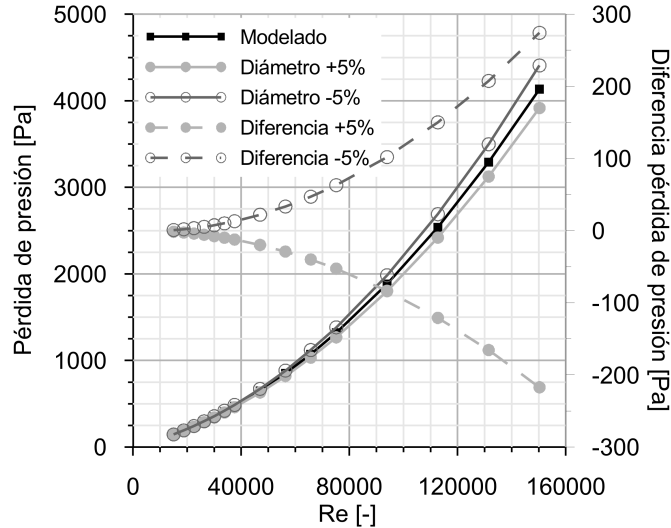


Figura 4.20. Influencia de la variación del diámetro del monolito sobre la caracterización de la pérdida de presión del filtro de partículas Diesel estudiado.

cuidado en la definición del mismo de cara a realizar un caracterización robusta y precisa.

Sensibilidad a la estructura celular

La geometría celular del monolito en el modelo está definida por el espesor de la pared porosa (w_w) y el lado de los canales cuadrados (α). Al igual que ocurre con el diámetro del monolito, en la ecuación 2.35 se puede observar que el valor de estas variables afecta a todas las contribuciones a la pérdida de presión. Sin embargo, en el análisis de la influencia de estas variables es fundamental tener en cuenta que la relación entre ambas está determinada por la densidad de celdas. Esta variable, definida como el número de canales por unidad de área, es un dato comúnmente facilitado por los fabricantes.

Por lo tanto, el usuario dispone normalmente del valor de la densidad de celdas y conocerá, con mayor o menor certidumbre, el valor del espesor de la pared o del lado del canal. De este modo, la magnitud desconocida será obtenida a partir de la definición del valor de la densidad de celdas.

Dado que el valor de la densidad de celdas es conocido, analizando en detalle la ecuación 2.35, la suma al cuadrado del espesor de la pared porosa y del lado del canal queda fijada y la pérdida de presión se ve afectada únicamente

por el valor del lado del canal. Éste afecta a la contribución de la fricción, a la pérdida de presión a la entrada y salida del monolito por la variación de la sección efectiva y a la pérdida de presión en el medio poroso.

A continuación se va a evaluar en qué medida afecta a la caracterización de la pérdida de presión en el filtro de partículas la existencia de incertidumbre en el valor del espesor de la pared porosa.

Al igual que en los casos anteriores, se impone en el modelo una incertidumbre del $\pm 5\%$ en el valor de referencia del espesor de la pared porosa. Aunque se trata de una variación muy reducida a nivel absoluto, se parte de la suposición de que el usuario posee órdenes de magnitud adecuados acerca de la estructura celular del filtro de partículas con el que trabaja. De esta manera se asume que la incertidumbre propuesta es, al igual que en el resto de casos analizados, realista para la escala geométrica que representa la variable objeto de estudio.

Suponiendo que se conoce con certeza el valor de la densidad de celdas, la incertidumbre sobre el valor del espesor de la pared porosa se traslada al cálculo del lado del canal y, por la ecuación 2.38, hasta la determinación del valor de la permeabilidad de la pared porosa. Para el filtro de partículas caracterizado, estas relaciones se cuantifican en la tabla 4.6. En ella se observa que la sobrestimación del 5% del espesor de la pared porosa se traduce en una variación de la permeabilidad de un 9.6%. Por otro lado, una reducción del espesor en el mismo porcentaje conduce a una disminución del 8.8% de la permeabilidad.

Tabla 4.6. Variación del valor de la permeabilidad ante incertidumbre en el valor del espesor de la pared porosa.

Incertidumbre (espesor)	Espesor [mm]	Lado [mm]	Permeabilidad [m ² × 10 ¹³]
0 %	0.31	1.486	2.49
5 %	0.3255	1.470	2.73
-5 %	0.2945	1.501	2.27

Sin embargo, el efecto sobre la pérdida de presión es poco significativo, como se concluye de los resultados representados en la figura 4.21. La variación absoluta es claramente creciente con el número de Reynolds, pero apenas alcanza el $\pm 1\%$ para las condiciones de flujo másico máximo.

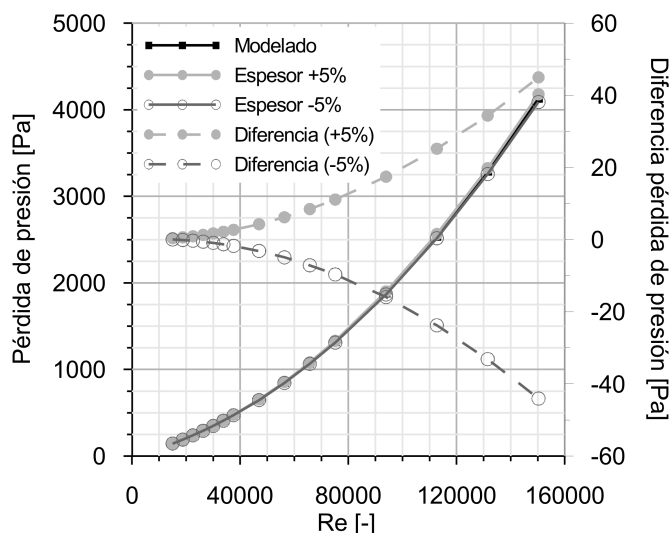


Figura 4.21. Influencia de la variación del espesor de la pared porosa sobre la caracterización de la pérdida de presión del filtro de partículas Diesel estudiado.

Si la magnitud geométrica con la que se trabajara, además de con la densidad de celdas, fuera el lado del canal se observa que el modelo es mucho más sensible a la incertidumbre sobre esta variable. Esta conclusión se ajusta a lo esperado, debido a la definición de la densidad de celdas y a que el lado de los canales es entre 4 y 5 veces el valor del espesor de la pared. De ahí que suponiendo una incertidumbre realista en torno al $\pm 5\%$, el espesor de la pared se defina dentro de un rango muy amplio, el $\pm 24\%$. Este resultado se refleja sobre el valor de la permeabilidad, cuya incertidumbre se encuentra entre el -36% y 57% . Los resultados se detallan en la tabla 4.7.

Tabla 4.7. Variación del valor de la permeabilidad ante incertidumbre en el valor del lado de los canales del monolito.

Incertidumbre (lado)	Lado [mm]	Espesor [mm]	Permeabilidad [$m^2 \times 10^{13}$]
0 %	1.486	0.31	2.49
5 %	1.560	0.235	1.59
-5 %	1.412	0.384	3.91

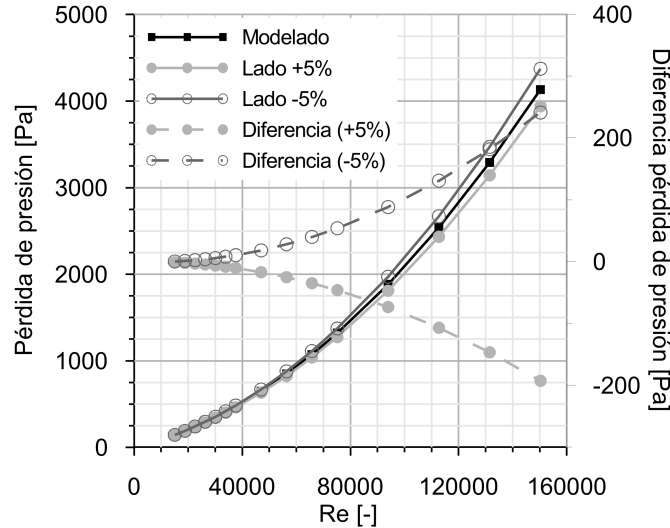


Figura 4.22. Influencia de la variación del lado de los canales del monolito sobre la caracterización de la pérdida de presión del filtro de partículas Diesel estudiado.

Las variaciones que se producen en el valor del área efectiva del monolito adquieren tal magnitud que controlan claramente la variación en la pérdida de presión del sistema. En la figura 4.22 se observa que a medida que aumenta el número de Reynolds esta variación se hace más evidente, alcanzando valores en torno al 5.8 % si se disminuye en un 5 % el valor del lado del canal (OFA disminuye de 0.342 a 0.309) y a un -4.6 % si el lado del canal se sobrestima también un 5 % (OFA aumenta de 0.342 a 0.377).

Sensibilidad al volumen de los conos

Otra de las variables de entrada al modelo es el volumen de los conos de entrada y salida al monolito. En este estudio se ha asumido que la incertidumbre realista para esta variable puede encontrarse en torno al $\pm 10\%$, dado que por la geometría que puede tener esta zona del filtro de partículas el valor de los volúmenes puede ser difícil de calcular. En la tabla 4.8 se presentan las configuraciones adoptadas para determinar el efecto de estos volúmenes sobre la pérdida de presión del sistema.

El estudio se ha simplificado a analizar el comportamiento del sistema cuando se sobrestiman o subestiman ambos volúmenes conjuntamente. De acuerdo a los resultados mostrados en la figura 4.23, la sobrestimación del

Tabla 4.8. Geometrías simuladas para estudiar el efecto de incertidumbre en el valor del volumen de los conos de entrada y salida del filtro de partículas.

Incertidumbre (volumen)	Volumen cono entrada [cm^3]	Volumen cono salida [cm^3]
0 %	500	450
10 %	550	495
-10 %	450	405

volumen de los conos se traduce en una disminución muy leve de la pérdida de presión, con tendencia a hacerse constante en valor absoluto a elevados números de Reynolds. Por lo tanto, porcentualmente la diferencia con respecto a la geometría de referencia se reduce. Por otra parte, la reducción del volumen de los conos conduce a la disminución paulatina de la pérdida de presión a medida que crece el número de Reynolds.

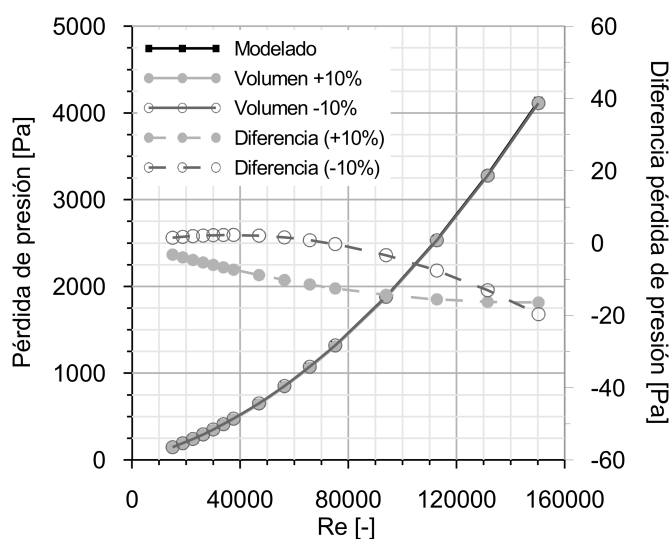


Figura 4.23. Influencia de la variación del volumen de los conos de entrada y salida sobre la caracterización de la pérdida de presión del filtro de partículas Diesel estudiado.

Los resultados obtenidos certifican que el planteamiento es suficiente ya que apenas existe influencia sobre el valor de la pérdida de presión, aún cuando se ha supuesto que la incertidumbre sobre el valor de los volúmenes es elevada.

4.5. Resumen

En este capítulo se ha desarrollado y validado el modelo de filtro de partículas Diesel de flujo de pared propuesto para su uso en el modelo de acción de ondas WAM.

Se trata de un modelo que resuelve la dinámica del flujo en el interior de los canales del monolito bajo la hipótesis de flujo gaseoso no-estacionario, unidimensional, compresible, no-homocentrópico, reactivo y no-perfecto. Se ha planteado el sistema de ecuaciones de conservación a resolver en un par de canales entrada-salida, acopladas por medio de la ley de Darcy.

La resolución del sistema de ecuaciones de conservación en los nodos interiores de los canales se realiza mediante el uso de métodos numéricos en diferencias finitas, como el método Lax-Wendroff de dos pasos. En el caso de los nodos extremos o condiciones de contorno se requiere la aplicación del Método de las Características. Debido a la existencia de flujo a través de la pared porosa se ha derivado en detalle el cálculo del valor de las variables de Riemann y del nivel de entropía adaptado a estas condiciones de flujo específicas de los canales del monolito.

En primer lugar se ha realizado un estudio de estabilidad y convergencia del modelo en el que se ha determinado el mallado espacial y número de CFL óptimos para la resolución del flujo en los canales del monolito manteniendo el equilibrio entre precisión y tiempo de cálculo. Se ha obtenido como resultado que el mallado óptimo en los canales del monolito ha de ser al menos de 10 *mm* con un número CFL igual a 0.9 con el método numérico Lax-Wendroff de dos pasos. El resultado de este análisis muestra que el coste computacional asociado al filtro de partículas será más elevado al de la mayoría de los conductos que pueden formar parte de la configuración de un motor. Este hecho se constatará en el capítulo siguiente, donde se pone de manifiesto el beneficio que en este sentido aporta la estructura de cálculo ITD.

A continuación se ha llevado a cabo la primera fase de validación del modelo, realizada en condiciones de flujo estacionario. Se han tomado medidas experimentales realizadas en banco de flujo frío sobre un DPF cuyas características son representativas del estado del arte actual. A partir de las medidas experimentales, se ha desarrollado una metodología fenomenológica que

ha permitido, en primer lugar, determinar la permeabilidad de la pared porosa. Conocido su valor y determinados los coeficientes de descarga en los conos del filtro de partículas, se han obtenido los resultados del modelo. Éstos han mostrado una gran coincidencia entre la pérdida de presión predicha por el modelo y la medida en el banco de flujo.

Conocida la permeabilidad, se ha evaluado la porosidad y diámetro medio de poro de la estructura porosa. Por medio de la metodología propuesta, es posible realizar estudios teniendo en cuenta el efecto de deslizamiento del flujo a través de la pared porosa en condiciones de alta temperatura. Además, disponer de las variables que definen la microestructura porosa permite, con un submodelo de filtrado, el estudio de la evolución de la pérdida de presión durante el proceso de acumulación. A medida que se acumulan las partículas en el interior de la pared porosa se podría calcular la evolución del valor de la permeabilidad debido a la variación de la porosidad y del diámetro medio de poro.

Por último, a fin de conocer que variables geométricas de las requeridas por el modelo son las más importantes de cara a realizar una adecuada caracterización de los filtros de partículas se ha realizado un estudio de sensibilidad. La conclusión principal de este estudio ha sido la identificación del diámetro del monolito y del lado de los canales como las variables de mayor influencia sobre el valor de la pérdida de presión, y por tanto sobre el ajuste de los coeficientes de descarga. Respecto a otras variables geométricas que son entrada al modelo, como la longitud del monolito o el volumen de los conos de entrada y salida, se ha mostrado que incertidumbres en torno al 10 % de su valor real no poseen una influencia significativa en el proceso de caracterización de la pérdida de presión.

Los cálculos llevados a cabo en este capítulo se han realizado asumiendo que todos los canales poseen el mismo comportamiento termofluidodinámico, por lo que solo se ha resuelto un único par de canales entrada-salida. No obstante, el modelo se ha diseñado para que pueda resolver tantos haces de canales concéntricos como se considere oportuno: en cada uno de ellos se resuelve un par de canales entrada-salida y todos los pares en el mismo haz poseen el mismo comportamiento. Así se obtiene un modelo que potencialmente es capaz de abordar el análisis de la pérdida de presión pero que además puede incorporar el estudio del efecto de la distribución de temperatura y de flujo en los canales en función de las condiciones de operación y de la geometría de los conos de entrada y salida del filtro de partículas.

La resolución espacial del modelo en las direcciones axial y radial potencia las características del modelo como herramienta de diseño y de análisis de la

interacción motor-filtro de partículas en estudios, a modo de ejemplo, relativos a:

- Posicionamiento óptimo del filtro de partículas en la línea de escape.
- Diseño preliminar del filtro de partículas: geometría óptima albergando compromiso entre pérdida de presión y capacidad de filtrado.
- Distribución interna de temperatura en el monolito, pérdidas de calor y aprovechamiento energético de los gases de escape.
- Definición de estrategias de regeneración.

Bibliografía

- [1] Arnau F.J. *Aportaciones al cálculo numérico para el modelado del flujo compresible unidimensional en conductos de M.C.I.A.* Tesis Doctoral, Universidad Politécnica de Valencia, Noviembre 2003.
- [2] Corberán J.M. *Contribución al modelado del proceso de renovación de la carga.* Tesis Doctoral, Universidad Politécnica de Valencia, 1984.
- [3] Gascón Ll. *Estudio de esquemas en diferencias finitas para el cálculo del flujo compresible, unidimensional, no estacionario y no isoentrópico.* Tesis Doctoral, Universidad Politécnica de Valencia, 1995.
- [4] Bisset E.J. “Mathematical model of the thermal regeneration of a wall-flow monolith Diesel particulate filter”. *Chemical Engineering Science*, Vol. 39 n° 7-8, pp. 1233–1244, 1984.
- [5] Cunningham P. y Meckl P. “1-D dynamic Diesel particulate filter model for unsteady pulsating flow”. *SAE Technical Paper 2007-01-1140*, 2007.
- [6] Piscaglia F., Rutland C.J. y Foster D.E. “Development of a CFD model to study the hydrodynamic characteristics and the soot deposition mechanism on the porous wall of a Diesel particulate filter”. *SAE Technical Paper 2005-01-0963*, 2005.
- [7] Kandylas I.P., Haralampous O.A. y Koltsakis G.C. “Diesel soot oxidation with NO₂: engine experiments and simulations”. *Industrial and Engineering Chemistry Research*, Vol. 41 n° 22, pp. 5372–5384, 2002.
- [8] Konstandopoulos A.G., Skaperdas E. y Masoudi M. “Inertial contributions to the pressure drop of Diesel particulate filters”. *SAE Technical Paper 2001-01-0909*, 2001.
- [9] Dullien F.A.L. *Porous Media. Fluid Transport and Pore Structure.* Academic Press, New York, 1992.
- [10] Konstandopoulos A.G., Skaperdas E. y Masoudi M. “Microstructural properties of soot deposits in Diesel particulate traps”. *SAE Technical Paper 2002-01-1015*, 2002.
- [11] Benson R.S. *The thermodynamics and gas dynamics of internal-combustion engines*, volume 1. Clarendon Press Oxford, 1982.
- [12] Winterbone D.E. y Pearson R.J. *Theory of engine manifold design: wave action methods for IC engines.* Professional Engineering Publishing, 2000.

-
- [13] Galindo J., Serrano J.R., Arnau F.J. y Piqueras P. “High-frequency response of a calculation methodology for gas dynamics based on Independent Time Discretisation”. *Mathematical and Computer Modelling*, Vol. 50 n° 5-6, pp. 812–822, 2009.
- [14] Masoudi M. “Hydrodynamics of Diesel particulate filters”. *SAE Technical Paper 2002-01-1016*, 2002.
- [15] Kuwabara S. “The forces experienced by randomly distributed parallel circular cylinders or spheres in a viscous fluid at small Reynolds numbers”. *Journal of the Physical Society of Japan*, Vol. 14, pp. 527–532, 1959.
- [16] Konstandopoulos A.G. “Flow resistance descriptors for Diesel particulate filters: definitions, measurements and testing”. *SAE Technical Paper 2003-01-0846*, 2003.

Capítulo 5

Validación experimental ante flujo pulsante

Contenido

5.1. Introducción	202
5.2. Validación experimental del modelo en banco de impulsos	202
5.2.1. Descripción de la instalación banco de impulsos . . .	202
5.2.2. Metodología y plan de ensayos	204
5.2.3. Análisis de los resultados	207
5.2.3.1. Dominio temporal	208
5.2.3.2. Dominio de la frecuencia	213
5.3. Validación del modelo ante condiciones de flujo pulsante y caliente	218
5.3.1. Submodelo de transmisión de calor para DPF	219
5.3.1.1. Cálculo de la temperatura de pared en un haz de canales	220
5.3.1.2. Cálculo de la temperatura de pared en la superficie exterior	228
5.3.1.3. Submodelo de transmisión de calor de convergencia rápida	232
5.3.2. Modelado de los ensayos en banco motor	235
5.4. Resumen	250
5.A. Anexo: Modelo simplificado de pérdida de presión para filtros de partículas	253
Bibliografía	256

5.1. Introducción

De acuerdo con la metodología de trabajo planteada en el Capítulo 1, el contenido de los siguientes apartados conforma la validación experimental en condiciones de flujo pulsante del modelo teórico de DPF descrito en el Capítulo 4. Esta validación se ha llevado a cabo apoyándose sobre dos tipos de ensayos de diferentes características que permiten dividir la estructura y análisis del presente capítulo en dos bloques bien diferenciados:

- Ensayos en banco de impulsos. A partir de las medidas obtenidas en esta instalación generadora de pulsos fríos se verificará la capacidad del modelo de DPF propuesto para reproducir la dinámica de las ondas que lo atraviesan, tanto en el dominio temporal como en el dominio de la frecuencia.
- Ensayos en banco motor. Se introduce la necesidad de operar con flujo caliente no-estacionario, lo que conduce a la propuesta de un submodelo de transmisión de calor para DPF. El objetivo que se plantea es que el modelo trasiegue el flujo másico medio medido en los ensayos al tiempo que predice la temperatura media de salida de los gases de escape y la temperatura de pared superficial del filtro de partículas.

5.2. Validación experimental del modelo en banco de impulsos

A continuación se describe la instalación experimental y el plan de ensayos llevado a cabo a fin de obtener resultados dentro de un amplio rango de operación. El objetivo es que estos resultados permitan definir la respuesta dinámica del filtro de partículas, primero en el ámbito experimental y a continuación con el modelo propuesto.

5.2.1. Descripción de la instalación banco de impulsos

El banco de impulsos es una instalación concebida y desarrollada íntegramente por el Departamento de Máquinas y Motores Térmicos de la Universidad Politécnica de Valencia [1, 2]. En la figura 5.1 se muestran esquemáticamente los diferentes componentes de la instalación.

La instalación consta de un depósito presurizado que actúa como cámara de remanso entre la red de aire comprimido y una electroválvula. El volumen

de dicho depósito es de 50 l. Está dotado de un manoreductor encargado de regular la presión del aire en el interior del mismo, que puede alcanzar hasta 10 bar. La electroválvula es la encargada de generar el pulso de presión en virtud de su rápido movimiento de apertura y cierre, controlado por un circuito electrónico que tiene como función alimentar con tensión a la bobina. El circuito de control consta, además, de un circuito de alimentación, de un circuito pulsador y de un circuito generador de señal de pulso cuadrado.

La electroválvula une el depósito de remanso a un conducto que se conectará por su extremo expuesto al elemento a caracterizar. La instalación permite albergar conductos de propagación de diferentes diámetros a fin de proporcionar versatilidad con respecto a las condiciones reales de operación de los elementos ensayados. En el presente trabajo se ha hecho uso de un conducto de 51 mm de diámetro que coincide con el diámetro de entrada al filtro de partículas caracterizado. En la figura 5.1 se indican las longitudes necesarias para cada uno de los tramos del conducto de propagación. Estas dimensiones son necesarias para que el primer captador de presión detecte el pulso de presión garantizando que dicha medida no esté solapada con la reflexión de la onda que se produce en el extremo cerrado de la electroválvula. Otro requerimiento para que la metodología de medida sea válida es que los conductos de propagación han de ser rígidos para evitar así deformaciones durante la propagación de la onda. Esta característica ha de lograrse sin menoscabo de disponer de una instalación compacta y de dimensiones reducidas. Por ello, se ha optado por el uso de conductos de polietileno. Este material presenta la ventaja de poder ser enrollado con facilidad, de manera que en espacios reducidos es posible albergar longitudes considerables.

La instalación se completa con el sistema de adquisición de datos. Está formado por todos los sistemas que constituyen la cadena de medida, es decir, los captadores de presión, los acondicionadores de señal, el analizador de espectros y un ordenador.

Los captadores de presión instantánea utilizados en esta instalación son del tipo piezoeléctrico. En concreto se usan captadores *KISTLER* 7001 cuyo rango operativo se sitúa entre los -196°C y los 350°C . El uso de los acondicionadores de señal, modelo *KISTLER* 5007, se justifica por el hecho de producirse una atenuación considerable de la información debido a la capacitancia que tienen los conductores. Finalmente, la instalación consta de un analizador de espectros FFT de doble canal (*HP 3565S*) que permite realizar medidas simultáneas en diferentes canales y además efectuar operaciones entre registros de diferentes canales.

Cada ensayo a realizar en la instalación consiste en la generación de un pulso de presión en el conducto de entrada al elemento a caracterizar mediante la apertura de la electroválvula. El sistema está diseñado para que la amplitud y la duración del pulso generado sean del mismo orden de magnitud que los pulsos de presión que se desplazan por el interior de los conductos de un motor.

El pulso generado viaja por el conducto de propagación hasta que incide sobre el elemento a caracterizar. En ese momento se genera una onda reflejada que vuelve a través del conducto de entrada con dirección hacia el depósito. Simultáneamente, la onda incidente se transmite a través del elemento a caracterizar y llega al conducto de salida por el que continuará avanzando.

En la figura 5.2 se puede observar la distribución física de los elementos que componen la instalación y sus dimensiones geométricas. Conviene destacar la magnitud del radio de curvatura adoptado para enrollar los conductos con el propósito de que la propagación de los pulsos de presión no se vea afectada.

El elemento que se pretende caracterizar se emplaza entre las dos bobinas constituidas por los conductos de propagación. La obtención de las medidas se realiza por medio de tres captadores de presión. El primero de ellos, identificado como captador 1, está situado aguas abajo de la electroválvula, lo suficientemente alejado de ésta para adquirir el pulso de presión generado cuando se encuentra completamente desarrollado. El segundo captador, que se denominará captador 2, registra la señal de presión a la entrada del elemento caracterizado, que contendrá la información de la onda incidente y de la reflejada. Por último, la onda transmitida aguas abajo del elemento caracterizado es registrada por el captador 3.

5.2.2. Metodología y plan de ensayos

Con el fin de poder diferenciar entre las componentes incidente y reflejada del pulso de presión generado en la instalación se aplica la siguiente metodología:

- En primer lugar, se caracteriza un conducto recto que se emplaza en la misma posición en la que posteriormente se situará el filtro de partículas. Sobre este conducto se realizan ensayos con pulsos de presión de la amplitud y duración deseada. Debido a las dificultades de regulación que posee la instalación, no es posible realizar ensayos idénticos y siempre existirá cierta dispersión en el valor de amplitud y duración respecto del punto de ensayo deseado. Por esta razón se realiza una muestra de 10 ensayos para cada punto de funcionamiento.

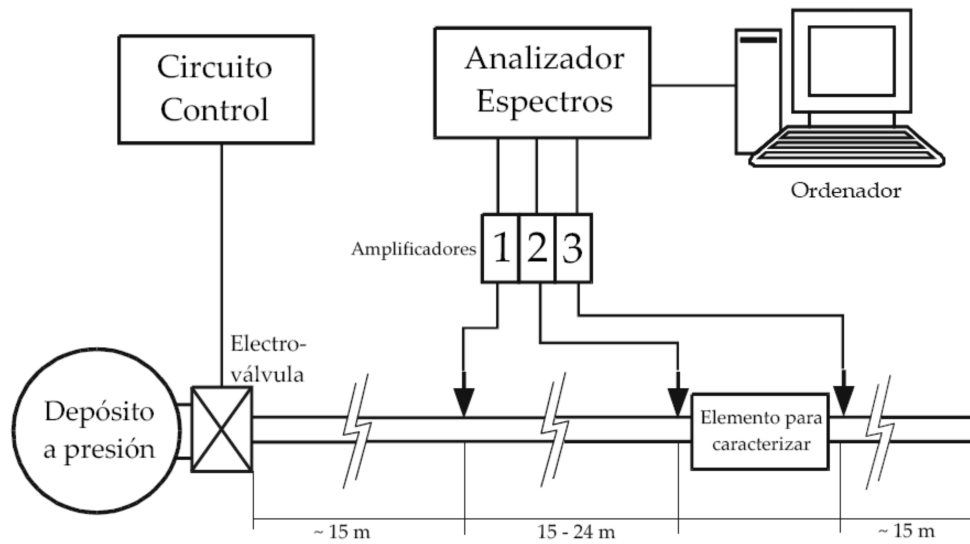


Figura 5.1. Esquema de la instalación banco de impulsos.

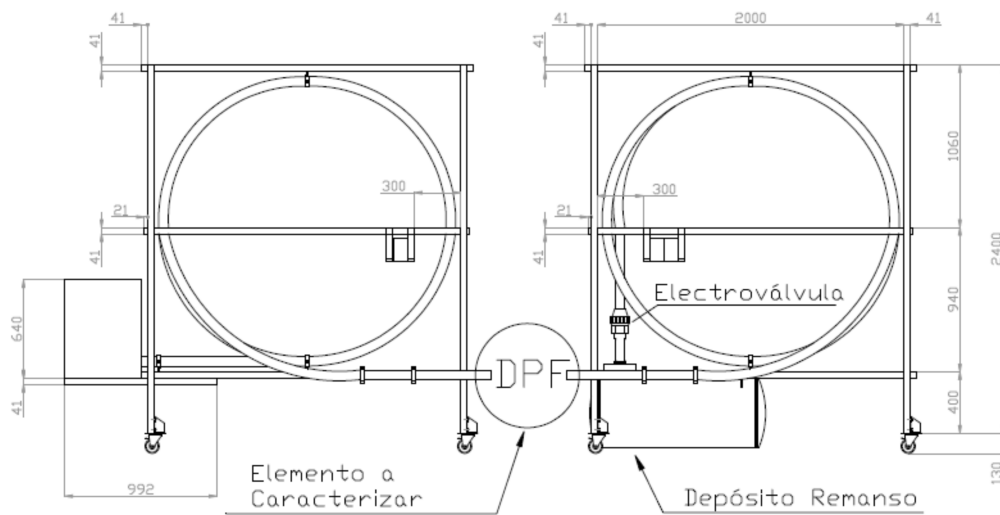


Figura 5.2. Geometría del banco de impulsos.

- A continuación se reemplaza el conducto recto por el filtro de partículas y se ensaya de nuevo el pulso de presión deseado midiendo hasta en 5 ocasiones.
- El siguiente paso consiste en comparar los 10 ensayos de caracterización del conducto recto con los 5 realizados con el filtro de partículas y se elige la pareja de ensayos cuya medida con el captador 1 tenga mayor similitud.
- A partir de dicha pareja de ensayos se podrá establecer como presión incidente en el filtro de partículas la presión registrada por el captador 2 durante el ensayo en el conducto recto. La presión reflejada por el filtro de partículas se obtendrá de la diferencia entre la medida del captador 2 con el filtro de partículas y la medida por el mismo captador con el conducto recto. Por último, la presión transmitida por el filtro de partículas es directamente la presión registrada por el captador 3 cuando se ensaya con este elemento. La gran longitud de los conductos de propagación garantiza que los captadores 1 y 3 se vean libres de reflexiones que se puedan producir en los extremos de los conductos durante el tiempo de medida.

La importancia de estos ensayos reside en que permiten caracterizar experimentalmente la respuesta dinámica del filtro de partículas. Así se proporcionará una sólida validación del modelo propuesto no solo en el dominio temporal sino también en el dominio de la frecuencia.

Para cumplir plenamente este objetivo se han ensayado 9 pulsos de presión que recogen todo el rango de operación del banco de ensayos. En concreto se ha trabajado con pulsos de duración entre 8 y 20 *ms* y con amplitud entre 60 y 200 *mbar*, lo que resulta plenamente representativo de la variedad de pulsos de presión que podría trasegar un filtro de partículas en un motor de combustión interna alternativo.

Por las características de control de la electroválvula, aumentos en la amplitud del pulso han de ir acompañados de aumentos en la duración y viceversa. Únicamente es posible obtener cierta regulación en el rango de duraciones y amplitudes intermedias. Teniendo en cuenta estas limitaciones, los 9 pulsos que se han ensayado combinan amplitudes y duraciones crecientes, excepto para algunos casos en los que se ha podido variar la duración sin alterar la amplitud. De esta forma se ha aprovechado al máximo la capacidad de la instalación y ha sido posible obtener la máxima información acerca del comportamiento dinámico del filtro de partículas al incluir en el estudio la evaluación de la sensibilidad del modelo a pequeñas variaciones en los pulsos incidentes. Por

tratarse de excitaciones pulsantes no se introduce flujo medio alguno durante el ensayo, únicamente el debido al propio pulso. No obstante, la ausencia de flujo medio no afecta a la respuesta dinámica del filtro de partículas [3]. En la tabla 5.1 se detalla la duración y amplitud de los pulsos ensayados.

Tabla 5.1. *Ensayos de caracterización del filtro de partículas en banco de impulsos para la validación del modelo ante flujo pulsante.*

		Duración [ms]				
		8	11	14	17	20
Amplitud [mbar]	60	X	-	-	-	-
	95	-	X	X	-	-
	130	-	X	X	X	-
	165	-	-	X	X	-
	200	-	-	-	-	X

La figura 5.3 muestra la medida de presión de los distintos captadores instalados en el banco de ensayos, así como la señal de presión incidente y reflejada a la entrada del filtro de partículas calculadas según el procedimiento descrito anteriormente. Los puntos de funcionamiento representados corresponden al pulso de presión de menor amplitud (60 mbar) y duración (8 ms) y al pulso de presión de mayor amplitud (200 mbar) y duración (20 ms).

5.2.3. Análisis de los resultados

Obtenidas las medidas experimentales en el banco de impulsos se ha pasado a calcular la respuesta dinámica que ofrece el modelo de filtro de partículas propuesto.

Se ha partido del ajuste del modelo obtenido de la validación realizada con los ensayos en banco de flujo. Aguas arriba del filtro de partículas se ha impuesto la presión incidente por medio de la condición de contorno definida en el apartado 3.3.2.1 por la ecuación 3.40. Aguas abajo del filtro de partículas se impone un extremo anecoico que evita la necesidad de tener que modelar el conducto de salida de la instalación. Esta solución es plenamente válida ya que la reflexión que se produce en el extremo de salida de este conducto no afecta a la medida del captador 3.

De esta forma se pretende analizar en qué medida el modelo es capaz de reproducir la presión reflejada y transmitida por el filtro de partículas.

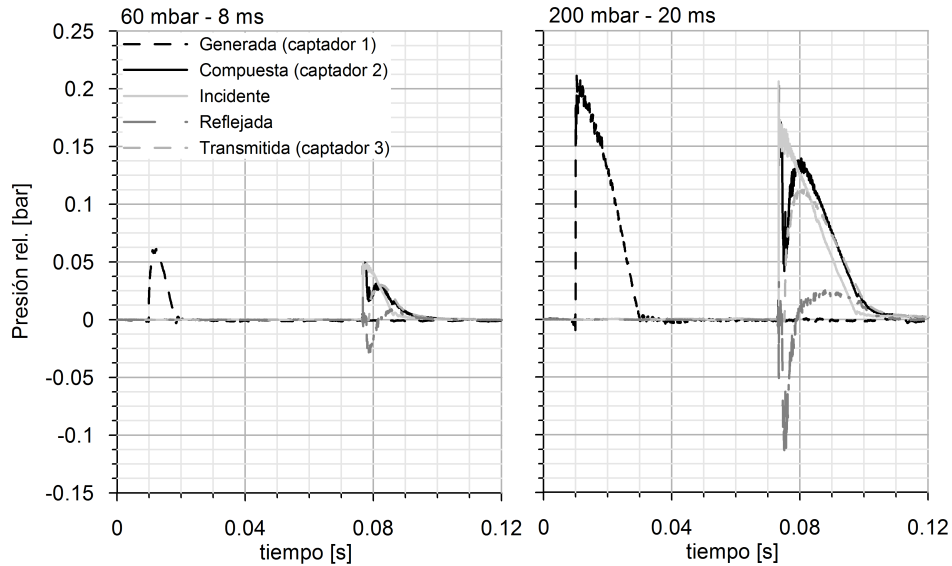


Figura 5.3. Ejemplo de medida de presión en banco de impulsos y resultados del procesado para la obtención de la presión incidente y reflejada a la entrada del filtro de partículas.

Como elemento de comparación adicional se ha desarrollado un modelo simplificado de filtro de partículas que emplea coeficientes de pérdida de presión. Este modelo, que se desarrolla en mayor detalle en el Anexo 5.A y que ha sido también previamente ajustado con los ensayos en banco de flujo, sirve como muestra de la capacidad que poseen el tipo de modelos que podrían plantearse con el modelo de acción de ondas WAM para la simulación de filtros de partículas previamente a la realización de este trabajo.

5.2.3.1. Dominio temporal

En las figuras 5.4, 5.5 y 5.6 se muestran los resultados en el dominio temporal para cada uno de los pulsos ensayados. Por un lado, en cada una de estas figuras, la columna de la izquierda muestra las presiones reflejada y transmitida calculadas por el modelo de filtro de partículas propuesto en este trabajo. Por otro lado, la columna de la derecha presenta los resultados del modelo simplificado.

A raíz de los resultados obtenidos es posible concluir que el modelo de filtro de partículas propuesto es capaz de reproducir la respuesta dinámica en

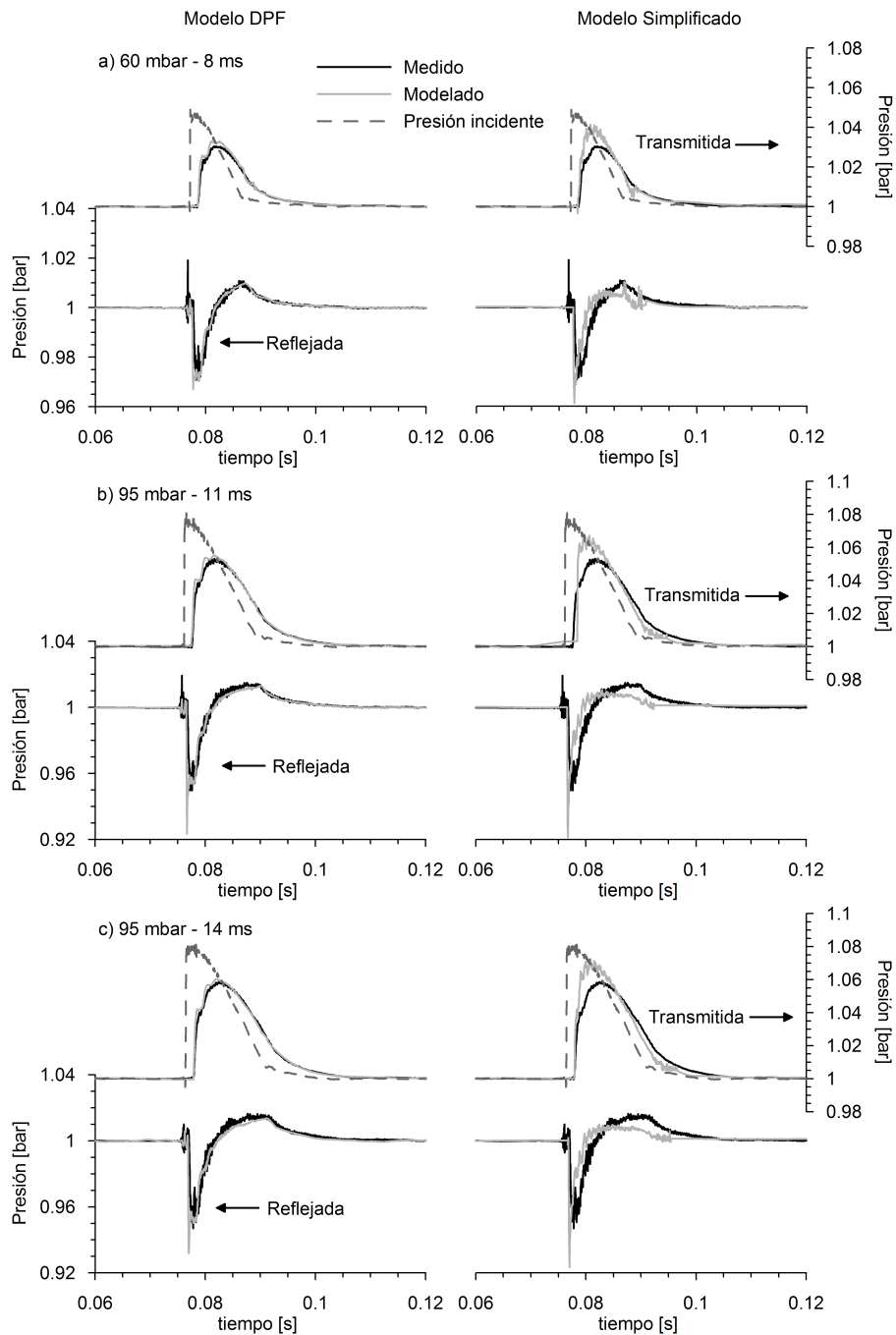


Figura 5.4. Resultados del modelado de los ensayos del banco de impulsos en el dominio temporal 1. Comparación del modelo de filtro de partículas propuesto con la medida experimental y el modelo simplificado.

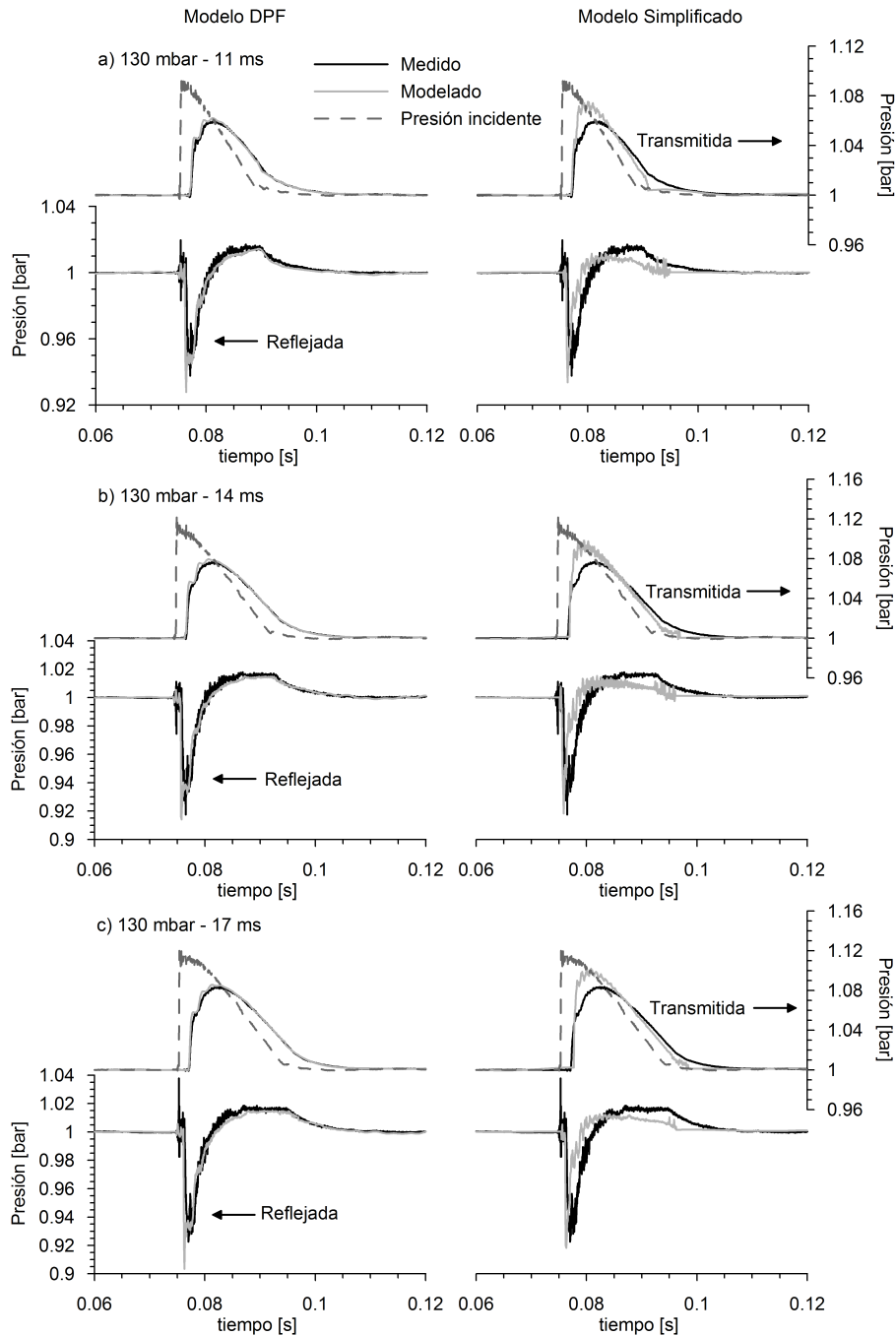


Figura 5.5. Resultados del modelado de los ensayos del banco de impulsos en el dominio temporal 2. Comparación del modelo de filtro de partículas propuesto con la medida experimental y el modelo simplificado.

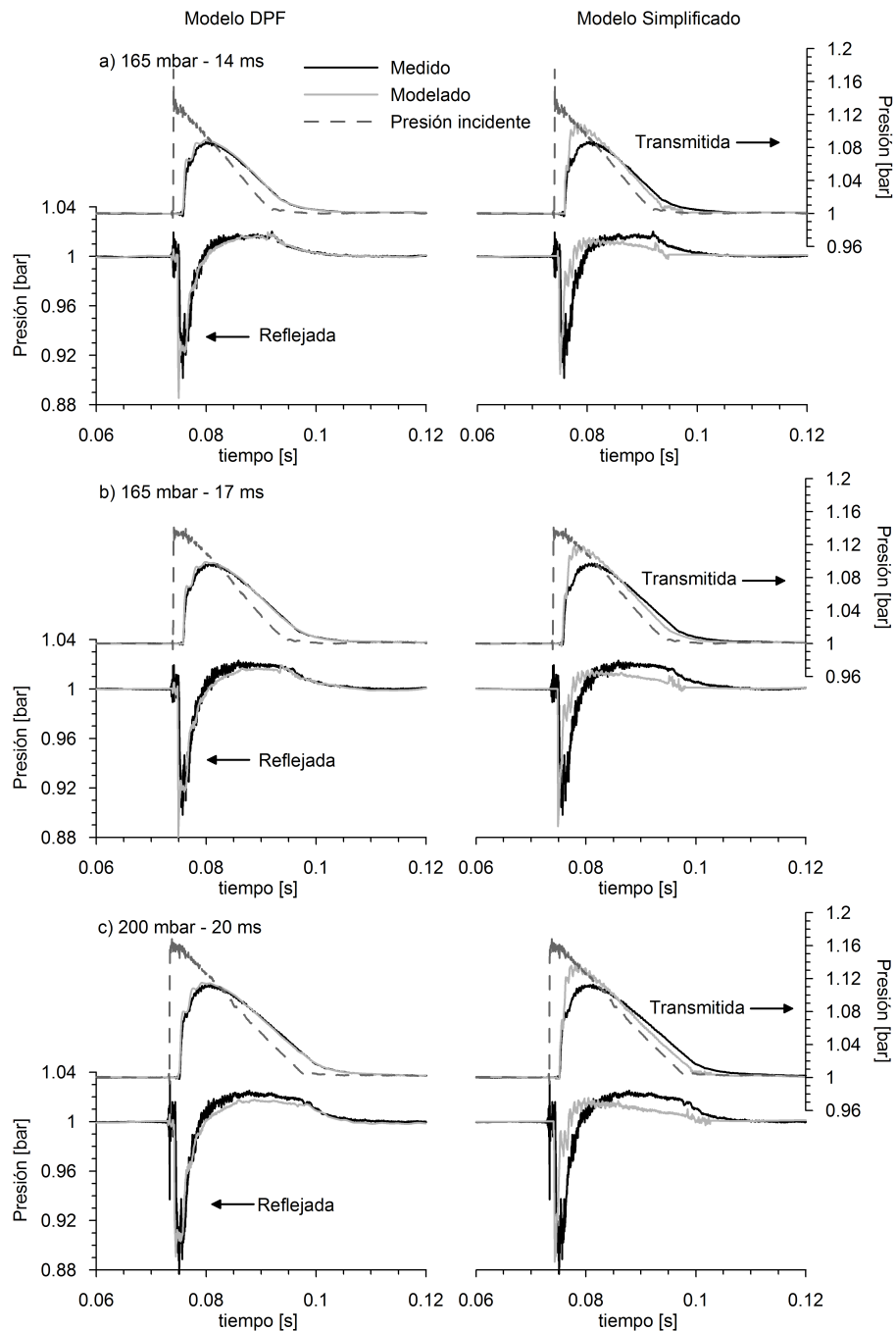


Figura 5.6. Resultados del modelado de los ensayos del banco de impulsos en el dominio temporal 3. Comparación del modelo de filtro de partículas propuesto con la medida experimental y el modelo simplificado.

el dominio temporal ante flujo pulsante con gran precisión en un amplio rango de operación. La respuesta del modelo presenta unas características comunes en todos los puntos de funcionamiento y es sensible a las pequeñas variaciones introducidas en la duración entre pulsos de la misma amplitud.

En todos los puntos de funcionamiento se observa que la onda transmitida aguas abajo del filtro de partículas presenta una gran coincidencia con la señal medida en los ensayos. Únicamente se aprecia cierta falta de precisión en la zona de máxima amplitud del pulso transmitido. En cuanto a la onda reflejada, la discontinuidad y reducción de presión inicial debida a la expansión del fluido es simulada por el modelo con gran precisión. Sin embargo, en la zona de sobrepresión, generada por la compresión que experimenta el fluido en el extremo final de los canales de entrada, el nivel de presión es ligeramente subestimado respecto al valor obtenido a partir del procesado de los ensayos experimentales.

Pese a esta leve discordancia entre medido y modelado, los resultados mostrados manifiestan claramente la importante mejora que se ha introducido mediante el modelo específico de DPF frente a la propuesta que simplifica el proceso a una pérdida de presión adiabática localizada puntualmente. Pese a que en el modelo simplificado se han introducido los aspectos geométricos principales del filtro de partículas y que, como se muestra en el Anexo 5.A, el ajuste en condiciones de flujo estacionario es satisfactorio, los resultados obtenidos indican que este tipo de modelos no poseen la capacidad de reproducir la dinámica introducida por el filtro de partículas sobre el flujo pulsante. En estas condiciones, no solo no se predice adecuadamente la pérdida de presión introducida, sino que además induce a la aparición de desfase en las ondas transmitida y reflejada, como se aprecia claramente en las figuras 5.4, 5.5 y 5.6.

Una mejora geométrica a este modelo simple consistiría en la introducción de dos resonadores cuarto de onda antes y después de la pérdida de presión localizada, introduciendo el efecto sobre el flujo de los extremos sellados en los canales de entrada y salida. Esta es la solución adoptada por Desantes *et al.* [4], que conduce a una buena reproducción de la respuesta acústica del filtro de partículas pero con la que no se garantiza su utilidad para la predicción de la pérdida de presión. Por otro lado, independientemente de los resultados respecto a la pérdida de presión, otra limitación esencial en este tipo de modelos es que no permiten plantear adecuadamente submodelos adicionales que pudieran abordar la distribución de flujo, la transmisión de calor, el filtrado o la regeneración. Por ello, en cualquier caso no podrían ofrecer una visión completa y exhaustiva de todas las implicaciones termofluidodinámicas asociadas al funcionamiento de los filtros de partículas.

Los buenos resultados obtenidos por el modelo de filtro de partículas desarrollado sugieren que en funcionamiento en motor, con el filtro de partículas situado aguas abajo de la turbina, se estaría simulando adecuadamente la interacción con el comportamiento dinámico de la turbina. Esta capacidad alcanzaría mayor importancia en el estudio con WAM de sistemas de EGR de baja presión o con el filtro de partículas aguas arriba de la turbina [5]. En este último supuesto, la respuesta dinámica del filtro de partículas afectaría de manera crítica al rendimiento volumétrico del motor por su influencia sobre la renovación de la carga, sobre el sistema de EGR de alta presión y sobre el turbogrupo. Además, en cualquiera de estos estudios sería necesario disponer de un submodelo específico de transmisión de calor en filtro de partículas que permitiera evaluar la influencia del transitorio térmico de este elemento sobre las prestaciones del motor.

5.2.3.2. Dominio de la frecuencia

Completar el análisis de la respuesta del modelo ante flujo pulsante requiere calcular la respuesta del ensayo y del modelo en el dominio de la frecuencia. Para ello se ha calculado el nivel de presión sonora (SPL) de las ondas transmitida y reflejada. El nivel de presión sonora se define como la intensidad del sonido que genera una presión sonora instantánea y viene dado por la ecuación 5.1. Se mide en dB y se toma como presión de referencia $20 \mu Pa$, la presión del umbral de audición.

$$SPL = 20 \log \left(\frac{p}{p_{ref}} \right) \quad (5.1)$$

En las figuras 5.7, 5.8 y 5.9 se muestran los resultados correspondientes a cada uno de los pulsos de presión ensayados.

Los resultados se muestran hasta una relación entre frecuencia y velocidad del sonido de 2, lo que supone una frecuencia máxima de $686 Hz$. Este valor es suficientemente alto ya que queda perfectamente representada la excitación de un motor Diesel [3].

Se observa que el modelo es capaz de predecir con buena precisión la respuesta acústica del filtro de partículas hasta el valor de $f/a = 2 m^{-1}$, si bien es preciso matizar algunos aspectos. El nivel de presión sonora de la onda transmitida calculado por el modelo muestra la respuesta esencialmente disipativa del filtro de partículas. No obstante, para todos los puntos de operación ensayados se observa cierto desfase en la respuesta con respecto a los resultados experimentales. En el espectro experimental de la onda transmitida se observa

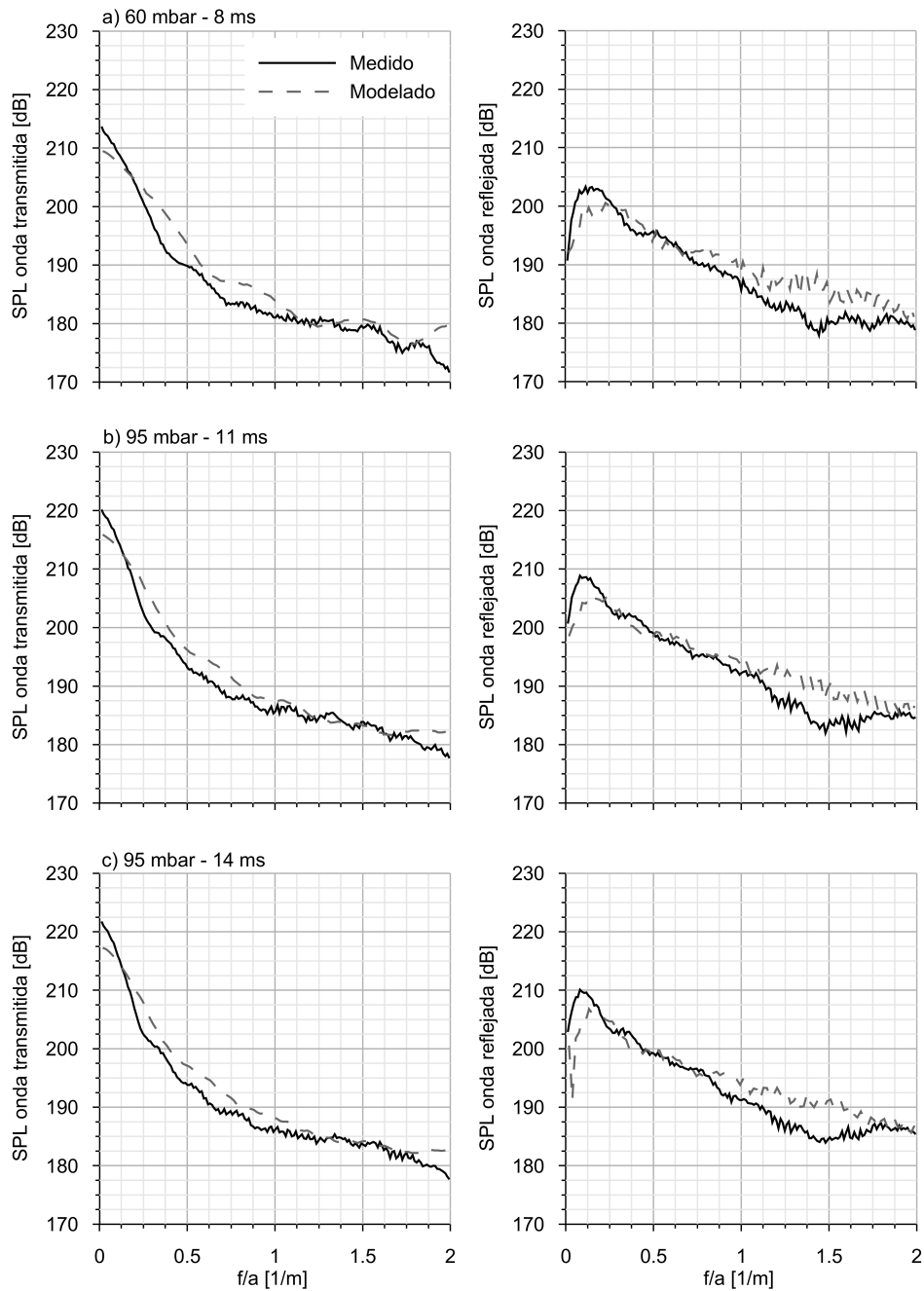


Figura 5.7. Resultados del modelado de los ensayos del banco de impulsos en el dominio de la frecuencia 1. Comparación del nivel de presión sonora calculado por el modelo de filtro de partículas propuesto frente a la medida experimental.

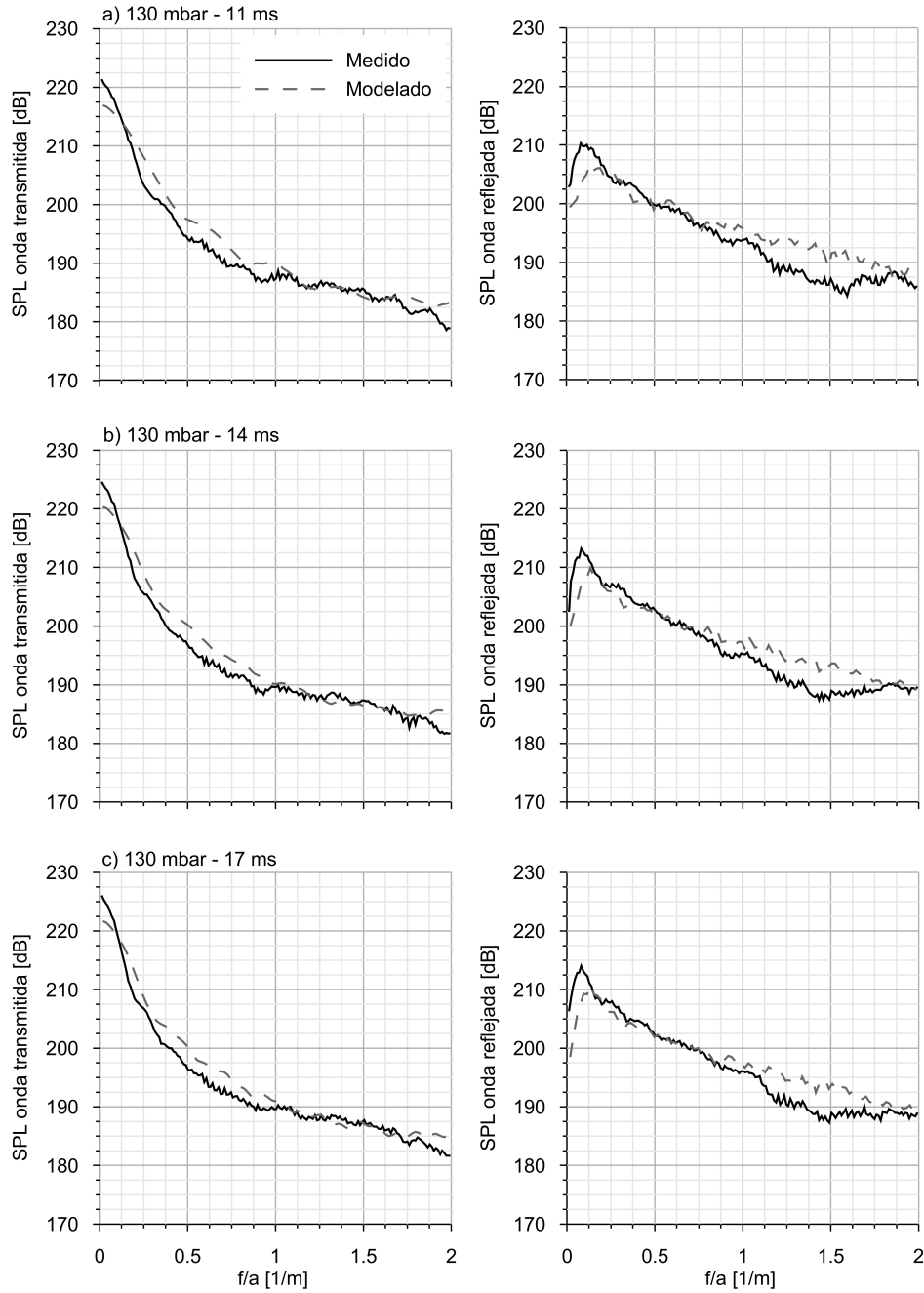


Figura 5.8. Resultados del modelado de los ensayos del banco de impulsos en el dominio de la frecuencia 2. Comparación del nivel de presión sonora calculado por el modelo de filtro de partículas propuesto frente a la medida experimental.

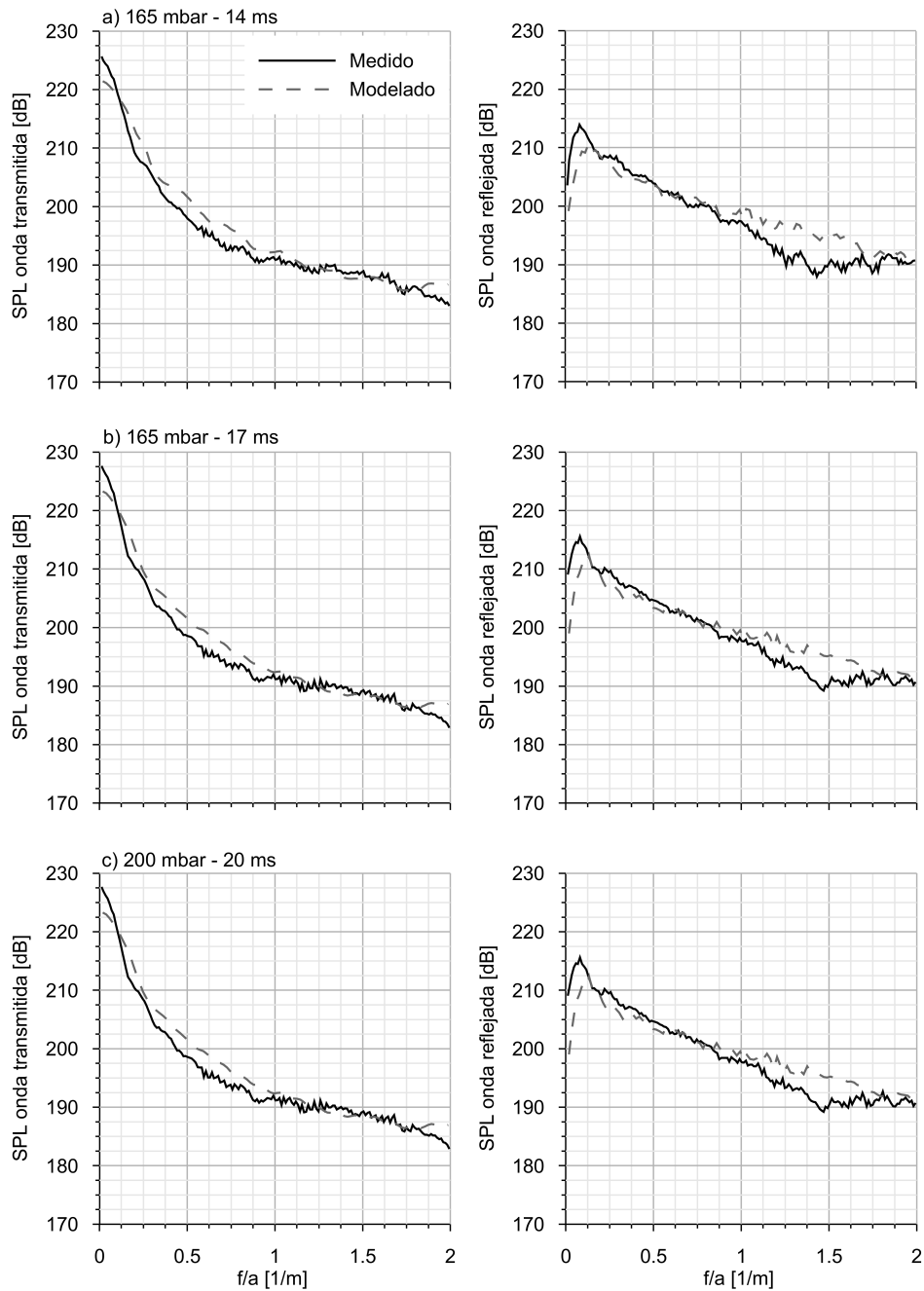


Figura 5.9. Resultados del modelado de los ensayos del banco de impulsos en el dominio de la frecuencia 3. Comparación del nivel de presión sonora calculado por el modelo de filtro de partículas propuesto frente a la medida experimental.

una zona de meseta a partir de $f/a = 1 \text{ m}^{-1}$ que se extiende hasta $f/a = 1.75 \text{ m}^{-1}$. En la respuesta del modelo esta zona se localiza desplazada hacia frecuencias algo superiores, observándose que se extiende más allá de $f/a = 1.75 \text{ m}^{-1}$.

Este desfase también se encuentra presente en el nivel de presión sonora de la onda reflejada. El rango de frecuencias de la meseta observada en el espectro transmitido coincide con un pico de frecuencia a $f/a = 1.45 \text{ m}^{-1}$ en el nivel de presión sonora de la onda reflejada experimental que no es identificado por el modelo a la frecuencia esperada.

La causa de las diferencias encontradas entre medido y modelado se atribuye a la naturaleza tridimensional de los conos del filtro de partículas, especialmente del cono de entrada. Su unión al conducto de entrada está inclinada 35° respecto al eje axial del monolito, como se puede apreciar en la figura 4.9. Dado que a nivel geométrico el punto más débil del modelo planteado es precisamente la representación de los conos de entrada y salida como elementos 0D, aparece una limitación en la reproducción de la dinámica introducida realmente por estos componentes del filtro de partículas.

Una posible mejora sería modelar los conos de entrada y salida como un conjunto de elementos 1D de pequeña longitud y con un mallado espacial muy refinado que permitiera evitar los problemas de los métodos numéricos en diferencias finitas en conos muy divergentes [6]. No obstante, la gran disparidad existente en el diseño de los conos de entrada y salida del filtro de partículas conduce a que sea conveniente disponer de una representación sencilla que evite el aumento del coste computacional manteniendo unos niveles de precisión adecuados. Este ha sido uno de los objetivos genéricos a cumplir en el desarrollo de este trabajo.

Finalmente, otra diferencia que se observa, aunque más tenue, entre la respuesta experimental y el modelo se localiza en la zona de muy bajas frecuencias, para valores de f/a entre 0 y 0.075 m^{-1} . En este rango de frecuencias el modelo parece estar también ligeramente desplazado hacia las altas frecuencias, con un error en la predicción del nivel de presión sonora que se encuentra entre el 1 y 2%.

A pesar de estas pequeñas discordancias, la respuesta del modelo reproduce con fidelidad el comportamiento dinámico del filtro de partículas dentro del rango de frecuencias de interés en motores de combustión interna alternativos Diesel. Estos resultados potencian la aplicación del modelo como herramienta no-lineal 1D en el análisis acústico de los DPF. Contribuye así al desarrollo de este área de investigación específico, que, como se introdujo en el Capítulo 2, está principalmente representado por la publicación de los modelos lineales de

Abom y Allam [3, 7–9] y de Liming *et al.* [10] y el modelo simple no-lineal propuesto por Desantes *et al.* [4].

5.3. Validación del modelo ante condiciones de flujo pulsante y caliente

El flujo de los gases de escape en motores de combustión interna alternativos se caracteriza por ser pulsante y encontrarse a una temperatura sensiblemente superior a la ambiente. En el caso del filtro de partículas, a esta circunstancia se une el hecho de que en el caso de producirse reacciones de oxidación de partículas se produciría un aumento de la temperatura del gas. Aumentaría también el gradiente de temperatura existente con respecto al ambiente exterior.

Además, se ha de considerar el efecto de la inercia térmica del monolito sobre las condiciones del fluido. Es precisamente éste uno de los factores clave en el análisis del posicionamiento del filtro de partículas aguas arriba de la turbina [5] con el fin de aprovechar las ventajas del DPF en la recuperación de energía que se produce en la turbina. Un cambio en las condiciones de operación del motor produciría un proceso transitorio hasta alcanzar de nuevo condiciones estacionarias¹. La respuesta del motor durante el proceso transitorio estaría controlada por multitud de fenómenos, como son el control de la inyección, la posición de la TGV, la posición de la válvula de EGR, etc. En el caso de que el filtro de partículas se localizara aguas arriba de la turbina aparecerían, además, nuevos aspectos a tener en cuenta respecto de la configuración tradicional aguas abajo. A nivel fluidodinámico, la pérdida de presión en el filtro de partículas, la relación de expansión de la turbina y las prestaciones del turbogrupo serían de máxima importancia; y a nivel térmico, cobraría gran importancia el transitorio térmico que se produciría en el monolito y que afectaría a la temperatura del flujo de escape a la entrada de la turbina.

Los escenarios descritos sugieren que para abordar el análisis exhaustivo de cualquiera de ellos sea recomendable disponer de un submodelo que determine la temperatura a la que se encuentra la pared de los canales. A continuación, se propone un submodelo de transmisión de calor para DPF que permite calcular las temperaturas de gas y de pared en el monolito y en la superficie exterior del filtro de partículas. Contando con este submodelo, se procederá a analizar

¹Aunque desde el punto de vista del flujo éste sea transitorio, ciclo a ciclo las variables medias del motor se mantendrían constantes.

la respuesta del modelo de filtro de partículas propuesto en condiciones de flujo pulsante y caliente propio de un motor.

5.3.1. Submodelo de transmisión de calor para DPF

El submodelo de transmisión de calor que se propone para filtros de partículas de flujo de pared adopta la filosofía del modelo propuesto por Dolz [11, 12] para el cálculo de la temperatura de pared en conductos.

Se trata de resolver, en el medio poroso situado entre los canales de entrada y salida del monolito, la ecuación general de transmisión de calor en sentido axial y radial:

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) k + \dot{q}_{reg}'' \quad (5.2)$$

En la ecuación 5.2, \dot{q}_{reg}'' representa la generación de calor por unidad de volumen y de tiempo debida a la existencia de reacciones de regeneración.

La solución de la ecuación 5.2 se obtiene mediante la aplicación de diferencias centradas para resolver cada una de las derivadas parciales. En las ecuaciones siguientes los subíndices m y n identifican los nodos de cálculo en el medio poroso en la dirección axial y radial respectivamente. El superíndice p representa el instante de tiempo.

$$\left. \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right|_{m,n} \approx \frac{T_{m-1,n}^p - 2T_{m,n}^p + T_{m+1,n}^p}{(\Delta x)^2} \quad (5.3)$$

$$\left. \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right|_{m,n} \approx \frac{T_{m,n-1}^p - 2T_{m,n}^p + T_{m,n+1}^p}{(\Delta z)^2} \quad (5.4)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial t} \right|_{m,n} \approx \frac{T_{m,n}^{p+1} - T_{m,n}^p}{\Delta t} \quad (5.5)$$

El submodelo de transmisión de calor en el medio poroso se resuelve con el mismo incremento temporal, Δt , que el flujo en los canales del monolito. Las temperaturas calculadas en el instante de tiempo p son utilizadas para calcular la solución con el método explícito. Sustituyendo la aproximación por diferencias finitas en la ecuación general de transmisión de calor, se obtiene:

$$\begin{aligned} \rho C_p \frac{T_{m,n}^{p+1} - T_{m,n}^p}{\Delta t} = k \frac{T_{m-1,n}^p - 2T_{m,n}^p + T_{m+1,n}^p}{(\Delta x)^2} + \\ + k \frac{T_{m,n-1}^p - 2T_{m,n}^p + T_{m,n+1}^p}{(\Delta y)^2} + \dot{q}_{reg}'' \end{aligned} \quad (5.6)$$

Si se tiene en cuenta que en cada nodo de cálculo sobre el medio poroso la conductividad y el área de transmisión de calor pueden ser diferentes, la ecuación 5.6 se puede escribir de la forma:

$$\begin{aligned} C_{m,n} \frac{T_{m,n}^{p+1} - T_{m,n}^p}{\Delta t} = \sum_{i=-1}^{+1} \frac{1}{R_{m+i,n/m,n}} \left(T_{m+i,n}^p - T_{m,n}^p \right) + \\ + \sum_{i=-1}^{+1} \frac{1}{R_{m,n+i/m,n}} \left(T_{m,n+i}^p - T_{m,n}^p \right) + \dot{q}_{reg} \end{aligned} \quad (5.7)$$

En la ecuación 5.7, $C_{m,n}$ representa la capacidad térmica en el volumen de control del nodo (m, n) , $R_{m',n'/m,n}$ es la resistencia térmica equivalente entre los nodos de cálculo (m', n') y (m, n) y \dot{q}_{reg} es el calor liberado por unidad de tiempo en el proceso de regeneración. Despejando de la ecuación 5.7 se obtiene de forma explícita la temperatura en el instante de tiempo $p + 1$:

$$\begin{aligned} T_{m,n}^{p+1} = \frac{\Delta t}{C_{m,n}} \left[\sum_{i=-1}^{+1} \frac{1}{R_{m+i,n/m,n}} \left(T_{m+i,n}^p - T_{m,n}^p \right) + \right. \\ \left. + \sum_{i=-1}^{+1} \frac{1}{R_{m,n+i/m,n}} \left(T_{m,n+i}^p - T_{m,n}^p \right) + \dot{q}_{reg} \right] + T_{m,n}^p \end{aligned} \quad (5.8)$$

5.3.1.1. Cálculo de la temperatura de pared en un haz de canales

Partiendo de la solución general al problema dada por la ecuación 5.8, las hipótesis que se han tomado para el submodelo de transmisión de calor en el medio poroso son las siguientes:

- El medio poroso se considera una placa plana. Sobre la capa de partículas el lado es $\alpha - 2w_p$; sobre la pared porosa el lado es α .
- La temperatura de pared es igual para todos los canales pertenecientes a un mismo haz.

- No se incluye el efecto de la transmisión de calor por radiación.
- Se incluye el término de calor liberado durante la regeneración.
- Se incluye el efecto de transmisión de calor radial por conducción entre haces de canales adyacentes.
- El haz de canales exterior está conectado por resistencias térmicas equivalentes al aislante y al material metálico exterior del filtro de partículas. Se permite así el cálculo de la transmisión de calor hacia el ambiente exterior.

El esquema térmico equivalente en cada nodo axial del medio poroso es el representado en la figura 5.10. Este esquema está centrado sobre el nodo de cálculo axial 0 del haz H^2 . Es importante indicar que la discretización axial en los canales para el cálculo de la temperatura del gas es idéntica a la realizada sobre el medio poroso para el cálculo de la temperatura de pared.

En la figura 5.10 se puede observar que el medio poroso del haz H está discretizado en la dirección radial por tres nodos de cálculo:

- El nodo $(0, 1)$ posee un volumen de control determinado por el mallado espacial del canal (Δx) , $1/4$ del espesor de la pared porosa (con estas dos magnitudes se define el área definida por las líneas blancas discontinuas en la figura 5.10) y la existencia de 4 placas planas de lado α definiendo las 4 paredes de los canales cuadrados. Si sobre la pared porosa se formase la capa de partículas, el nodo $(0, 1)$ se situaría siempre sobre la superficie de ésta. Ello implica que su volumen de control contendría también a dicha capa, con la correspondiente modificación sobre el valor de la capacidad térmica.

Este nodo posee dos resistencias térmicas equivalentes. Una de ellas es de convección, conectada al nodo de cálculo del gas en el canal de entrada. La segunda es una resistencia térmica de conducción conectada al nodo central de la pared porosa, $(0, 2)$. La definición de la capacidad y resistencias térmicas de convección y conducción del nodo $(0, 1)$ es respectivamente:

$$C_{0,1}^H = \rho_w c_{p_w} \alpha w_w \Delta x + 4\rho_p c_{p_p} (\alpha - 2w_p) w_p \Delta x \quad (5.9)$$

²El número de haz se indica por medio del superíndice H en cada variable del esquema nodal.

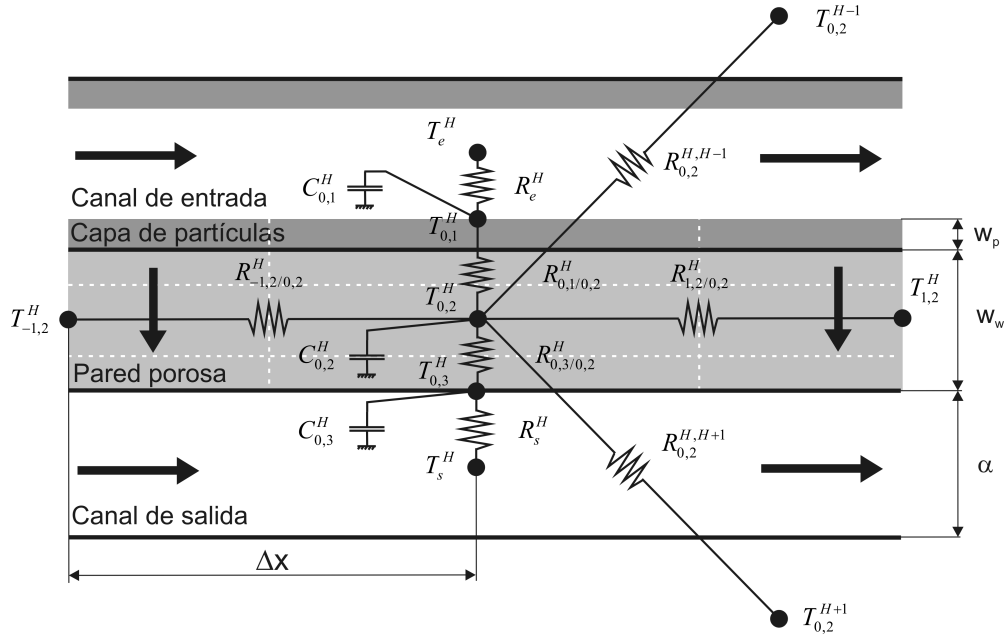


Figura 5.10. Esquema nodal del submodelo de transmisión de calor en el filtro de partículas.

$$R_e^H = \frac{1}{4(\alpha - 2w_p) \Delta x h_e} \quad (5.10)$$

$$R_{0,1/0,2}^H = \frac{\frac{w_w}{2}}{4\alpha \Delta x k_w} + \frac{w_p}{4(\alpha - 2w_p) \Delta x k_p} \quad (5.11)$$

- El nodo (0,2) se encuentra situado en el centro de la pared porosa, estando su volumen de control definido por el mallado espacial del canal (Δx), 1/2 del espesor de la pared porosa y las 4 placas planas de lado α que definen las paredes porosas. La capacidad térmica asociada al volumen se concentra sobre el nodo, en el que confluyen 6 resistencias térmicas equivalentes:
 - Las resistencias térmicas de conducción radiales con los nodos de cálculo (0,1) y (0,3).
 - La transmisión de calor en sentido axial se contempla únicamente sobre los nodos intermedios del medio poroso. De este modo se

definen las resistencias térmicas de conducción axial con los nodos de cálculo $(-1, 2)$ y $(1, 2)$.

- Debido a la posible discretización radial del monolito en varios haces de canales es necesario incluir el efecto de la transmisión de calor por conducción entre haces de canales. De esta forma, se introducen las resistencias térmicas de conducción del haz H con el haz anterior, $H - 1$, y el haz posterior, $H + 1$.

La definición de la capacidad térmica y de las nuevas resistencias de conducción radiales y axiales presentes en el nodo $(0, 2)$ es la siguiente:

$$C_{0,2}^H = 2\rho_w c_{p_w} \alpha w_w \Delta x \quad (5.12)$$

$$R_{0,3/0,2}^H = \frac{\frac{w_w}{2}}{4\alpha \Delta x k_w} \quad (5.13)$$

$$R_{-1,2/0,1}^H = R_{1,2/0,2}^H = \frac{\Delta x}{4\alpha w_w k_w} \quad (5.14)$$

Dado que los haces de canales son concéntricos, conocida la conductividad en la dirección radial del monolito, las resistencias térmicas equivalentes entre ellos se pueden definir en coordenadas cilíndricas. En concreto, para cada par de haces se definen entre el diámetro interior del haz de canales más cercano al centro del monolito y el diámetro exterior del haz más alejado. De esta forma, para el haz H , las resistencias con los haces $H - 1$ y $H + 1$ se obtienen como:

$$R_{0,2}^{H,H-1} = \ln \left(\frac{D_{ext}^H}{D_{int}^{H-1}} \right) \frac{1}{2\pi \Delta x k_{rad}} \quad (5.15)$$

$$R_{0,2}^{H,H+1} = \ln \left(\frac{D_{ext}^{H+1}}{D_{int}^H} \right) \frac{1}{2\pi \Delta x k_{rad}} \quad (5.16)$$

Las ecuaciones 5.15 y 5.16 representan en coordenadas cilíndricas la transmisión de calor por conducción desde el interior de un conducto hasta el exterior del mismo a través de una pared que tuviera por conductividad la que posee el monolito en la dirección radial, k_{rad} , según se representa en la figura 5.11.

Esta representación no se corresponde al proceso que realmente está teniendo lugar, ya que el proceso que se está tratando de describir es un

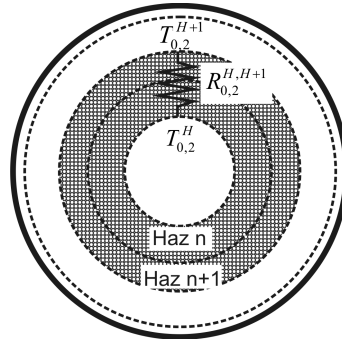


Figura 5.11. Planteamiento del cálculo de la resistencia térmica a la transmisión de calor por conducción entre haces de canales sin tener en cuenta la corrección del área de transmisión de calor.

proceso de transmisión de calor continuo en el que, controlados por la conductividad radial del monolito, los gradientes de temperatura son muy reducidos entre canales adyacentes. Sin embargo, la sección entre los diámetros indicados contiene la superficie de transmisión de calor correspondiente a todos los canales de los haces involucrados. Al simular el monolito con un número discreto de haces de canales, si su número es reducido para preservar el aumento de coste computacional, el gradiente de temperaturas entre ellos puede ser elevado. Esta situación conduce a un incremento artificial del flujo de calor entre canales que están muy separados entre sí y entre los cuales la resistencia a la transmisión de calor por conducción habría de ser mucho mayor.

Para evitar que el cálculo de la temperatura del gas se vea afectado por esta circunstancia se ha de corregir el valor de la resistencia térmica equivalente calculada por medio de las ecuaciones 5.15 y 5.16. Se propone una corrección basada en la relación entre la superficie de transmisión de calor de todos los canales contenidos en los haces involucrados en el cálculo (área de filtrado) y la superficie de contacto entre ambos. Esta última variable permite realizar un promedio de la superficie de transmisión de calor tenida en cuenta en las ecuaciones 5.15 y 5.16. Con este cálculo se obtiene un incremento de la resistencia a la transmisión de calor por conducción que está directamente relacionado con el número de canales de los haces involucrados (proceso real) y con la superficie de transmisión de calor que se está suponiendo en las ecuaciones 5.15 y 5.16 (proceso discretizado).

La relación propuesta es función del lado del canal (α), de la densidad de celdas por unidad de área (σ) y de la diferencia entre el diámetro exterior del haz periférico y el diámetro interior del haz más cercano al centro del monolito³:

$$\frac{A_f^{H,H+1}}{S_{contacto}^{H,H+1}} = \frac{4\alpha\Delta x\sigma \left(\pi \frac{(D_{ext}^{H+1})^2 - (D_{int}^H)^2}{4} \right)}{\pi \frac{D_{ext}^{H+1} + D_{int}^H}{2} \Delta x} = 2\alpha\sigma \left(D_{ext}^{H+1} - D_{int}^H \right) \quad (5.17)$$

De esta forma, el cálculo de las resistencias térmicas equivalentes entre haces viene dado por:

$$R_{0,2}^{H,H-1}{}_{corr} = 2\alpha\sigma \left(D_{ext}^H - D_{int}^{H-1} \right) \ln \left(\frac{D_{ext}^H}{D_{int}^{H-1}} \right) \frac{1}{2\pi\Delta x k_{rad}} \quad (5.18)$$

$$R_{0,2}^{H,H+1}{}_{corr} = 2\alpha\sigma \left(D_{ext}^{H+1} - D_{int}^H \right) \ln \left(\frac{D_{ext}^{H+1}}{D_{int}^H} \right) \frac{1}{2\pi\Delta x k_{rad}} \quad (5.19)$$

En el modelo, la discretización radial del monolito más reducida que se puede realizar es aquella en la que un haz tiene como espesor $\alpha + w_w$. Este límite se fija para garantizar la representación de la estructura celular del monolito en todo haz de canales. Por lo tanto, cuando en el modelo se tenga esta situación entre dos canales adyacentes se podrá calcular el límite del factor corrector propuesto en la ecuación 5.17:

$$\lim_{D_{ext}^{H+1} - D_{int}^H \rightarrow 2(\alpha + w_w)} 2\alpha\sigma \left(D_{ext}^{H+1} - D_{int}^H \right) = 4 \frac{\alpha}{(\alpha + w_w)} \quad (5.20)$$

Es decir, en el límite, con la discretización más fina que puede tenerse en el modelo, el factor corrector converge a un valor que es función exclusivamente del lado del canal y del espesor de la pared porosa.

³Esta última dependencia se debe a que se ha supuesto, como simplificación, que la superficie de contacto entre los dos haces de canales es el diámetro medio del anillo que conformaría la unión de ambos. Aunque esta condición es válida para obtener el orden de magnitud del factor corrector, en realidad solo se daría si los dos haces involucrados tuvieran el mismo espesor.

En la figura 5.12 se muestra el valor del factor corrector propuesto en función del número de haces de canales en que se discretiza el monolito. El cálculo se ha realizado para dos monolitos de densidad de celdas 200 *cpsi* y 300 *cpsi* variando el valor del lado del canal un $\pm 10\%$ con respecto al valor nominal (1.486 mm y 1.156 mm respectivamente). En todos los casos se ha supuesto que los haces están distribuidos uniformemente, es decir, todos los haces poseen el mismo espesor. Se muestra la variación del factor corrector en el rango de número de haces que es aplicable al modelo respetando el espesor mínimo correspondiente a la estructura celular.

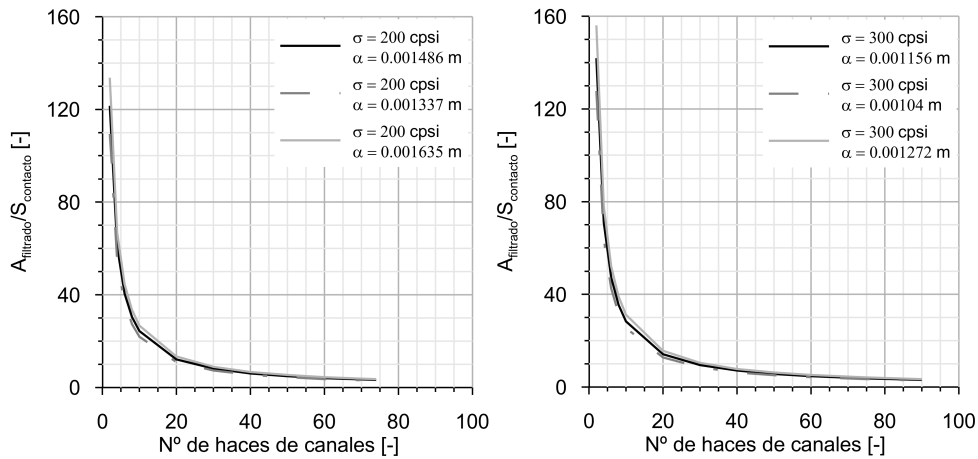


Figura 5.12. Relación entre el área de transmisión de calor y la superficie de contacto entre haces de canales en función del número de haces, el lado del canal y la densidad de celdas.

El factor corrector propuesto disminuye a medida que aumenta el número de haces de canales, convergiendo hasta un valor alrededor de 3, que es función de las características geométricas de la estructura celular del monolito. Este comportamiento es consecuente con el proceso real, donde la necesidad de corregir el flujo de calor entre haces que aporta el modelo disminuye con el aumento de haces de canales pero siempre, por el límite físico impuesto, la superficie de transmisión de calor (área de filtrado de todos los canales) será superior a la de contacto entre haces. En el caso de que el espesor de los haces tendiera a 0, el factor corrector se anularía al no existir superficie de transmisión de calor, por lo que desde el punto de vista matemático también es consecuente. Por otro lado, respecto de los cálculos realizados, se observa que la variación del lado del canal,

dentro del orden de magnitud que posee en los filtros actuales, no afecta de manera relevante al valor del factor corrector obtenido.

- El nodo (0, 3) es análogo al (0, 1) con la salvedad de que en este caso no existirá en ningún momento capa de partículas sobre la pared porosa al tratarse de un nodo perteneciente al canal de salida. Así, la definición de la capacidad y de la resistencia térmica de convección con el gas del canal de salida del nodo (0, 1) es, respectivamente:

$$C_{0,3}^H = \rho_w c_{p_w} \alpha w_w \Delta x \quad (5.21)$$

$$R_s^H = \frac{1}{4\alpha \Delta x h_s} \quad (5.22)$$

A partir del esquema nodal planteado en el medio poroso, la temperatura de pared en cada nodo se obtiene a partir de las siguientes expresiones:

$$\begin{aligned} T_{0,1}^{Hp+1} = & \frac{\Delta t}{C_{0,1}^H} \left[\frac{1}{R_e^H} (T_e^{Hp} - T_{0,1}^{Hp}) + \right. \\ & \left. + \frac{1}{R_{0,1/0,2}^H} (T_{0,2}^{Hp} - T_{0,1}^{Hp}) + \dot{q}_{reg} \right] + T_{0,1}^{Hp} \end{aligned} \quad (5.23)$$

$$\begin{aligned} T_{0,2}^{Hp+1} = & \frac{\Delta t}{C_{0,2}^H} \left[\sum_{i=1}^3 \frac{1}{R_{0,i/0,2}^H} (T_{0,i}^{Hp} - T_{0,2}^{Hp}) + \sum_{j=-1}^1 \frac{1}{R_{j,2/0,2}^H} (T_{j,2}^{Hp} - T_{0,2}^{Hp}) + \right. \\ & \left. + \sum_{h=-1}^1 \frac{1}{R_{0,2}^{H,H+h}} (T_{0,2}^{(H+h)p} - T_{0,2}^{Hp}) \right] + T_{0,2}^{Hp} \end{aligned} \quad (5.24)$$

$$T_{0,3}^{Hp+1} = \frac{\Delta t}{C_{0,3}^H} \left[\frac{1}{R_{0,3/0,2}^H} (T_{0,2}^{Hp} - T_{0,3}^{Hp}) + \frac{1}{R_s^H} (T_s^{Hp} - T_{0,3}^{Hp}) \right] + T_{0,3}^{Hp} \quad (5.25)$$

Aquí el índice i toma los valores 1 y 3 y los índices j y h toman los valores 1 y -1. T_e^{Hp} y T_s^{Hp} representan respectivamente la temperatura del gas en los canales de entrada y salida del haz H en el instante p y \dot{q}_{reg} es el calor liberado por unidad de tiempo en el proceso de regeneración. En el caso del haz central o de que únicamente existiera un haz de canales, se anularía la

transmisión de calor en sentido radial con un haz interior pero se mantendría con el haz siguiente o con la superficie exterior del filtro de partículas según el caso. Consideraciones similares se realizan con los nodos situados en los extremos de los canales, que únicamente poseen transmisión de calor axial hacia un nodo.

5.3.1.2. Cálculo de la temperatura de pared en la superficie exterior

La superficie exterior del filtro de partículas está diseñada para reducir al máximo las pérdidas de calor en el filtro de partículas. Un cálculo adecuado de la distribución de temperaturas en el monolito requiere también de una correcta predicción de la temperatura de la pared exterior. Genéricamente ésta consta de una capa de material aislante que envuelve al monolito y una cámara de aire de pequeño espesor entre este aislante y la superficie metálica exterior. Para el cálculo de la temperatura de pared en esta estructura se propone el esquema nodal mostrado en la figura 5.13.

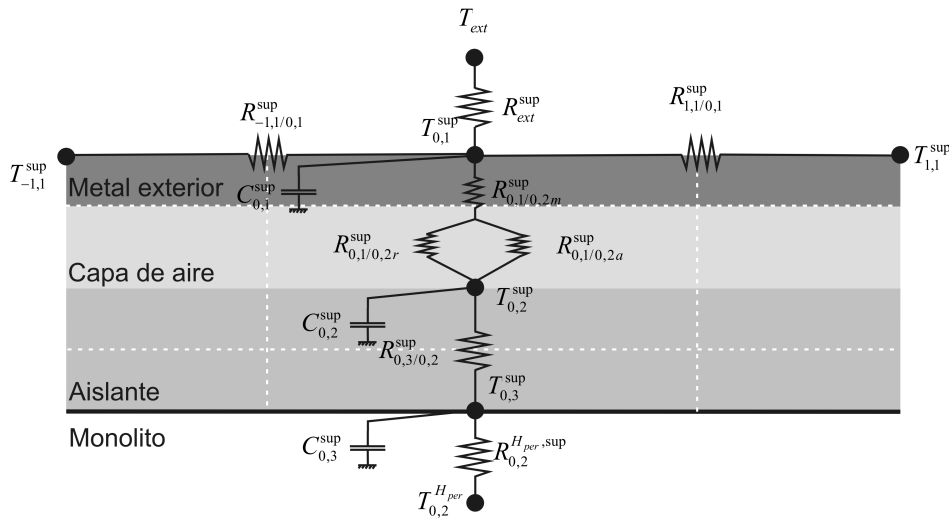


Figura 5.13. Esquema nodal del submodelo de transmisión de calor en la superficie exterior del filtro de partículas.

El esquema nodal consta de 3 nodos en cada posición de cálculo axial. De esta forma, es posible conocer la distribución axial y radial de temperatura en las capas que constituyen la superficie exterior. Las características generales de los nodos sobre la superficie exterior son las siguientes:

- El nodo $(0, 1)^{sup}$ es el situado sobre la superficie metálica externa del filtro de partículas. Por ello posee, en la dirección radial, una resistencia térmica equivalente que define la transmisión de calor por convección y radiación al ambiente. También en la dirección radial, se comunica con el nodo superficial intermedio $(0, 2)^{sup}$. En este caso se calcula una resistencia térmica equivalente que incluye la evaluación de los siguientes procesos:
 - La transmisión de calor por conducción a través de la superficie metálica exterior.
 - La transmisión de calor por conducción a través de la cámara de aire.
 - La transmisión de calor por radiación entre las superficies que delimitan la cámara de aire.
 - En la cámara de aire se considera nula la transmisión de calor por convección natural debido a que por su reducido espesor se considera que el fluido se encuentra parado.

Además, en el nodo $(0, 1)^{sup}$ se introduce el cálculo de la transmisión de calor en sentido axial por medio de dos resistencias térmicas equivalentes de conducción con los nodos anterior y posterior al nodo calculado. Por último, la capacidad térmica del volumen de control del nodo de cálculo $(0, 1)^{sup}$ se considera concentrada sobre el mismo. Este volumen de control es el definido por el espesor de la superficie metálica y el valor del mallado espacial en la dirección axial, Δx .

A continuación se muestran las expresiones para el cálculo de la capacidad térmica y de cada una de las resistencias térmicas equivalentes definidas en el nodo $(0, 1)^{sup}$. En el caso de las resistencias térmicas en la dirección radial se emplean coordenadas cilíndricas para tener en cuenta las variaciones de la superficie de transmisión de calor debidas a la variación del diámetro en cada capa por su espesor. Para las resistencias térmicas en sentido axial se supone que el metal exterior es una placa plana cuyo perímetro viene dado por el diámetro del filtro en la mitad del espesor de esta capa.

$$C_{0,1}^{sup} = \frac{\pi}{4} \rho_m c_{p_m} \left((D + 2e_{ais} + 2e_a + 2e_m)^2 - (D + 2e_{ais} + 2e_a)^2 \right) \Delta x \quad (5.26)$$

$$R_{ext}^{sup} = \frac{1}{\pi (D + 2e_{ais} + 2e_a + 2e_m) \Delta x (h_{ext} + h_r)} \quad (5.27)$$

$$R_{0,1/0,2r_a}^{\text{sup}} = \frac{\frac{1}{\epsilon_{ais}} + \frac{D+2e_{ais}}{D+2e_{ais}+2e_a} \left(\frac{1}{\epsilon_m} - 1 \right)}{\sigma_{sb}\pi (D + 2e_{ais}) \Delta x \frac{(T_{0,2}^{\text{sup}})^4 - (T_{0,1}^{\text{sup}})^4}{T_{0,2}^{\text{sup}} - T_{0,1}^{\text{sup}}}} \quad (5.28)$$

$$R_{0,1/0,2k_a}^{\text{sup}} = \ln \left(\frac{D + 2e_{ais} + 2e_a}{D + 2e_{ais}} \right) \frac{1}{2\pi \Delta x k_a} \quad (5.29)$$

$$R_{0,1/0,2m}^{\text{sup}} = \ln \left(\frac{D + 2e_{ais} + 2e_a + 2e_m}{D + 2e_{ais} + 2e_a} \right) \frac{1}{2\pi \Delta x k_m} \quad (5.30)$$

$$R_{1,1/0,1}^{\text{sup}} = R_{-1,1/0,1}^{\text{sup}} = \frac{\Delta x}{\pi (D + 2e_{ais} + 2e_a + e_m) e_m k_m} \quad (5.31)$$

En las ecuaciones anteriores los subíndices *ais*, *a*, *m* y *ext* se refieren a las capas de material aislante, la cámara de aire, al material metálico exterior y al ambiente exterior respectivamente; el subíndice *r* se refiere al proceso de radiación, tanto en la cámara de aire como desde la superficie del filtro al ambiente exterior; el subíndice *k* se introduce para definir la resistencia térmica por conducción en la cámara de aire; *D* representa el diámetro del monolito; *e* es el espesor de cada una de las capas de la superficie exterior; ϵ es la emisividad; y σ_{sb} es la constante de Stephan-Boltzmann.

- El nodo de cálculo $(0,2)^{\text{sup}}$ es el nodo intermedio de la superficie exterior del filtro de partículas. Su volumen de control abarca el espesor de la cámara de aire y la mitad del espesor del aislante. La capacidad térmica correspondiente al volumen indicado se concentra sobre el nodo $(0,2)^{\text{sup}}$. Como se observa en su definición en la ecuación 5.32, la capacidad térmica del aire se ha considerado despreciable.

$$C_{0,2}^{\text{sup}} = \frac{\pi}{4} \rho_{ais} c_{p_{ais}} \left((D + 2e_{ais})^2 - (D + e_{ais})^2 \right) \Delta x \quad (5.32)$$

De este nodo parten la resistencia térmica equivalente hacia el nodo $(0,1)^{\text{sup}}$, descrita anteriormente, y una resistencia térmica de conducción hacia el nodo $(0,3)^{\text{sup}}$ gobernada por el aislante y definida en la ecuación 5.33:

$$R_{0,2/0,3}^{\text{sup}} = \ln \left(\frac{D + 2e_{ais}}{D} \right) \frac{1}{2\pi \Delta x k_{ais}} \quad (5.33)$$

- El nodo de cálculo $(0, 3)^{sup}$ está situado en la superficie de contacto entre el monolito y el material aislante. Su capacidad térmica, definida en la ecuación 5.34, posee como volumen de control la mitad del espesor de la capa de material aislante.

$$C_{0,3}^{sup} = \frac{\pi}{4} \rho_{ais} c_{p_{ais}} \left((D + e_{ais})^2 - D^2 \right) \Delta x \quad (5.34)$$

Este nodo está conectado al aislante por medio de una resistencia térmica de conducción, definida anteriormente en la ecuación 5.33, y al nodo $(0, 2)$ del haz periférico del monolito (identificado por el superíndice H_{per}). Esta última resistencia se define como si de una resistencia entre haces se tratara (ecuación 5.19). Únicamente se ha de tener en cuenta en el cálculo del área de filtrado para la determinación del factor corrector que en este caso existe un único haz de canales.

A partir del esquema nodal propuesto, la temperatura de pared en los nodos superficiales del filtro de partículas se calcula de acuerdo a las siguientes expresiones, donde el índice j toma los valores 1 y -1:

$$T_{0,1}^{sup^{p+1}} = \frac{\Delta t}{C_{0,1}^{sup}} \left[\frac{1}{R_{0,1/0,2m}^{sup} + \frac{R_{0,1/0,2k_a}^{sup} R_{0,1/0,2r_a}^{sup}}{R_{0,1/0,2k_a}^{sup} + R_{0,1/0,2r_a}^{sup}}} (T_{0,2}^{sup^p} - T_{0,1}^{sup^p}) + \frac{1}{R_{ext}^{sup}} (T_{ext} - T_{0,1}^{sup^p}) + \sum_{j=-1}^1 \frac{1}{R_{j,1/0,1}^{sup}} (T_{j,1}^{sup^p} - T_{0,1}^{sup^p}) \right] + T_{0,1}^{sup^p} \quad (5.35)$$

$$T_{0,2}^{sup^{p+1}} = \frac{\Delta t}{C_{0,2}^{sup}} \left[\frac{1}{R_{0,1/0,2m}^{sup} + \frac{R_{0,1/0,2k_a}^{sup} R_{0,1/0,2r_a}^{sup}}{R_{0,1/0,2k_a}^{sup} + R_{0,1/0,2r_a}^{sup}}} (T_{0,1}^{sup^p} - T_{0,2}^{sup^p}) + \frac{1}{R_{0,3/0,2}^{sup}} (T_{0,3}^{sup^p} - T_{0,2}^{sup^p}) \right] + T_{0,2}^{sup^p} \quad (5.36)$$

$$T_{0,3}^{sup^{p+1}} = \frac{\Delta t}{C_{0,3}^{sup}} \left[\frac{1}{R_{0,3/0,2}^{sup}} (T_{0,2}^{sup^p} - T_{0,3}^{sup^p}) + \frac{1}{R_{0,2}^{H_{per},sup}} (T_{0,2}^{H_{per}^p} - T_{0,3}^{sup^p}) \right] + T_{0,3}^{sup^p} \quad (5.37)$$

5.3.1.3. Submodelo de transmisión de calor de convergencia rápida

El submodelo de transmisión de calor permite el cálculo de transitorios térmicos en el filtro de partículas, ya sea por un cambio en las condiciones de operación del motor o por el efecto de las reacciones químicas de la regeneración. Sin embargo, el submodelo desarrollado presenta una limitación importante cuando en WAM se pretenden calcular condiciones de operación estacionarias. En estas circunstancias, el tiempo necesario para que el cálculo térmico converja es muy elevado debido al efecto de la inercia térmica de los materiales.

Para evitar este inconveniente se adopta la solución de convergencia rápida de la temperatura de pared en conductos propuesta por Reyes [13] y aplicada por Dolz [11, 12] al estudio del aprovechamiento de los gases de escape. Según esta propuesta, durante cada ciclo de motor se calcula la temperatura de pared de acuerdo al submodelo desarrollado en el apartado 5.3.1.1. Al final de cada ciclo de motor se calcula la temperatura de pared de convergencia promedio del ciclo sin considerar el efecto de la inercia térmica. Este valor se impone como valor inicial para el siguiente ciclo de cálculo. De esta forma se parte de una temperatura más cercana al valor final de convergencia, obteniéndose ésta en un número reducido de ciclos de cálculo.

Por sencillez, para el nodo sobre el canal de salida, considerando condiciones de funcionamiento estacionarias en el motor y suponiendo transmisión de calor sin inercia térmica, es posible escribir:

$$0 = \frac{1}{R_{i,3/i,2}^H} (T_{i,2}^H - T_{i,3}^H) + \frac{1}{R_s^H} (T_s^H - T_{i,3}^H) \quad (5.38)$$

El subíndice i se utiliza para generalizar a cualquier nodo de cálculo en la dirección axial de los canales. Integrando la ecuación 5.38 durante un ciclo completo del motor se obtiene:

$$\bar{T}_{i,3}^H = \frac{\frac{t_c}{R_{i,3/i,2}^H} \bar{T}_{i,2}^H + \sum_{p=1}^n \frac{T_s^{Hp} \Delta t^p}{R_s^{Hp}}}{\frac{t_c}{R_{i,3/i,2}^H} + \sum_{p=1}^n \frac{\Delta t^p}{R_s^{Hp}}} \quad (5.39)$$

Aplicando este mismo procedimiento en los nodos ubicados en la superficie del medio poroso en contacto con el canal de entrada y en el nodo intermedio de la pared porosa, la temperatura de pared de convergencia se obtiene de acuerdo a las siguientes expresiones:

$$\bar{T}_{i,1}^H = \frac{\frac{t_c}{R_{i,1/i,2}^H} \bar{T}_{i,2}^H + \sum_{p=1}^n \frac{T_e^{Hp} \Delta t^p}{R_e^{Hp}} + \sum_{p=1}^n \dot{q}_{reg}^p \Delta t^p}{\frac{t_c}{R_{i,1/i,2}^H} + \sum_{p=1}^n \frac{\Delta t^p}{R_e^{Hp}}} \quad (5.40)$$

$$\bar{T}_{i,2}^H = \frac{\sum_{j=-1}^1 \frac{\bar{T}_{i+j,2}^H}{R_{i+j,2/i,2}^H} t_c + \sum_{h=-1}^1 \frac{\bar{T}_{i,2}^{H+h}}{R_{i,2}^{H,h+h}} t_c + \sum_{p=1}^n \frac{T_e^{Hp} \Delta t^p}{R_e^{Hp} + R_{i,1/i,2}^H} + \sum_{p=1}^n \frac{T_s^{Hp} \Delta t^p}{R_s^{Hp} + R_{i,3/i,2}^H}}{\sum_{j=-1}^1 \frac{t_c}{R_{i+j,2/i,2}^H} + \sum_{h=-1}^1 \frac{t_c}{R_{i,2}^{H,h+h}} + \sum_{p=1}^n \frac{\Delta t^p}{R_e^{Hp} + R_{i,1/i,2}^H} + \sum_{p=1}^n \frac{\Delta t^p}{R_s^{Hp} + R_{i,3/i,2}^H}} \quad (5.41)$$

En las ecuaciones 5.39, 5.40 y 5.41 t_c es la duración del ciclo; el índice i indica el nodo de cálculo en la longitud axial del canal; el índice p se refiere al instante de cálculo; el índice j toma los valores -1 y 1 e identifica los nodos axiales anterior y posterior al nodo i ; el índice h toma también los valores -1 y 1 e identifica a los haces de canales anterior y posterior.

La solución planteada al problema es implícita sobre el valor de la temperatura en los nodos axiales $\bar{T}_{i,2}^H$. Se plantea un proceso de cálculo iterativo que se describe a continuación:

- Durante el ciclo se calculan los sumatorios temporales (índice p) indicados en las ecuaciones 5.39, 5.40 y 5.41.
- Al final del ciclo se obtiene el valor inicial en cada nodo de cálculo i de $\bar{T}_{i,2}^H$ por medio de la ecuación 5.41. En esta primera fase de cálculo se despreja la transmisión de calor en la dirección axial del canal y en la dirección radial del monolito (entre haces de canales).
- Se inicia la segunda fase de cálculo conocido el valor inicial de la iteración de $\bar{T}_{i,2}^H$ para todos los nodos ($i, 2$). Se calcula el valor de $\bar{T}_{i,2}^H$ considerando tanto la transmisión de calor axial en los canales como la transmisión de calor entre haces de canales.
- El proceso iterativo se considera que ha convergido cuando la diferencia de temperatura respecto al valor anterior del proceso iterativo sea inferior a un 0.2 % en todos los nodos de cálculo ($i, 2$).
- Por último, con el valor final de $\bar{T}_{i,2}^H$ se calculan los valores de $\bar{T}_{i,3}^H$ y $\bar{T}_{i,1}^H$ a partir de las ecuaciones 5.39 y 5.40 respectivamente.

En el cálculo del haz periférico, en contacto con la superficie exterior, se ha de introducir también el cálculo de las temperaturas de pared sobre esta superficie. Con el modelo de convergencia rápida propuesto, el cálculo de estas temperaturas se obtiene por medio de las ecuaciones siguientes, donde el índice j toma los valores 1 y -1:

$$\bar{T}_{i,1}^{\text{sup}} = \frac{\frac{T_{ext}^{\text{sup}}}{R_{ext}^{\text{sup}}} t_c + \frac{\bar{T}_{i,2}^{H_{per}}}{R_{i,1/i,2m}^{\text{sup}} + \frac{R_{i,1/i,2ka}^{\text{sup}} R_{i,1/i,2ra}^{\text{sup}}}{R_{i,1/i,2ka}^{\text{sup}} + R_{i,1/i,2ra}^{\text{sup}}} + R_{i,3/i,2}^{\text{sup}} + R_{0,2}^{H_{per},\text{sup}}} t_c + \sum_{j=-1}^1 \frac{\bar{T}_{i+j,1}^{\text{sup}}}{R_{i+j,1/i,1}^{\text{sup}}} t_c}{\frac{t_c}{R_{ext}^{\text{sup}}} + \frac{t_c}{R_{i,1/i,2m}^{\text{sup}} + \frac{R_{i,1/i,2ka}^{\text{sup}} R_{i,1/i,2ra}^{\text{sup}}}{R_{i,1/i,2ka}^{\text{sup}} + R_{i,1/i,2ra}^{\text{sup}}} + R_{i,3/i,2}^{\text{sup}} + R_{0,2}^{H_{per},\text{sup}}} + \sum_{j=-1}^1 \frac{t_c}{R_{i+j,1/i,1}^{\text{sup}}}} \quad (5.42)$$

$$\bar{T}_{i,2}^{\text{sup}} = \frac{\frac{T_{ext}^{\text{sup}}}{R_{ext}^{\text{sup}} + R_{i,1/i,2m}^{\text{sup}} + \frac{R_{i,1/i,2ka}^{\text{sup}} R_{i,1/i,2ra}^{\text{sup}}}{R_{i,1/i,2ka}^{\text{sup}} + R_{i,1/i,2ra}^{\text{sup}}} + R_{i,3/i,2}^{\text{sup}} + R_{0,2}^{H_{per},\text{sup}}} t_c + \frac{\bar{T}_{i,2}^{H_{per}}}{R_{i,3/i,2}^{\text{sup}} + R_{0,2}^{H_{per},\text{sup}}} t_c}{\frac{t_c}{R_{ext}^{\text{sup}} + R_{i,1/i,2m}^{\text{sup}} + \frac{R_{i,1/i,2ka}^{\text{sup}} R_{i,1/i,2ra}^{\text{sup}}}{R_{i,1/i,2ka}^{\text{sup}} + R_{i,1/i,2ra}^{\text{sup}}} + R_{i,3/i,2}^{\text{sup}} + R_{0,2}^{H_{per},\text{sup}}} + \frac{t_c}{R_{i,3/i,2}^{\text{sup}} + R_{0,2}^{H_{per},\text{sup}}}} \quad (5.43)$$

$$\bar{T}_{i,3}^{\text{sup}} = \frac{\frac{T_{ext}^{\text{sup}}}{R_{ext}^{\text{sup}} + R_{i,1/i,2m}^{\text{sup}} + \frac{R_{i,1/i,2ka}^{\text{sup}} R_{i,1/i,2ra}^{\text{sup}}}{R_{i,1/i,2ka}^{\text{sup}} + R_{i,1/i,2ra}^{\text{sup}}} + R_{i,3/i,2}^{\text{sup}}} t_c + \frac{\bar{T}_{i,2}^{H_{per}}}{R_{0,2}^{H_{per},\text{sup}}} t_c}{\frac{t_c}{R_{ext}^{\text{sup}} + R_{i,1/i,2m}^{\text{sup}} + \frac{R_{i,1/i,2ka}^{\text{sup}} R_{i,1/i,2ra}^{\text{sup}}}{R_{i,1/i,2ka}^{\text{sup}} + R_{i,1/i,2ra}^{\text{sup}}} + R_{i,3/i,2}^{\text{sup}}} + \frac{t_c}{R_{i,3/i,2}^{\text{sup}} + R_{0,2}^{H_{per},\text{sup}}}} \quad (5.44)$$

Se observa que el valor de la temperatura de pared sobre la superficie exterior del monolito es función, en la dirección radial, de la temperatura exterior y de la temperatura de pared del nodo intermedio ($i, 2$) de la pared porosa del haz de canales periférico (H_{per}).

Además, se ha de tener en cuenta la existencia de transmisión de calor axial en el nodo exterior superficial ($i, 1$)^{sup}. Esta temperatura depende de la correspondiente a los nodos ($i - 1, 1$)^{sup} y ($i + 1, 1$)^{sup}. Este aspecto impone que también habrá de haber convergido la temperatura del nodo ($i, 1$)^{sup} para todo nodo i . Por lo tanto, en el haz periférico se considera que el proceso ha convergido cuando la diferencia de temperatura entre dos iteraciones es menor a un 0.2 % para $\bar{T}_{i,2}^{H_{per}}$ y $\bar{T}_{i,1}^{\text{sup}}$ en todo nodo i .

5.3.2. Modelado de los ensayos en banco motor

El último experimento realizado para la validación del modelo de filtro de partículas propuesto en esta tesis ha sido el ensayo del filtro de partículas en condiciones de flujo pulsante caliente en un banco de ensayos de un motor atmosférico policilíndrico de 12000 cm^3 de cilindrada. La instalación del filtro de partículas en el banco de ensayos se muestra en la figura 5.14.

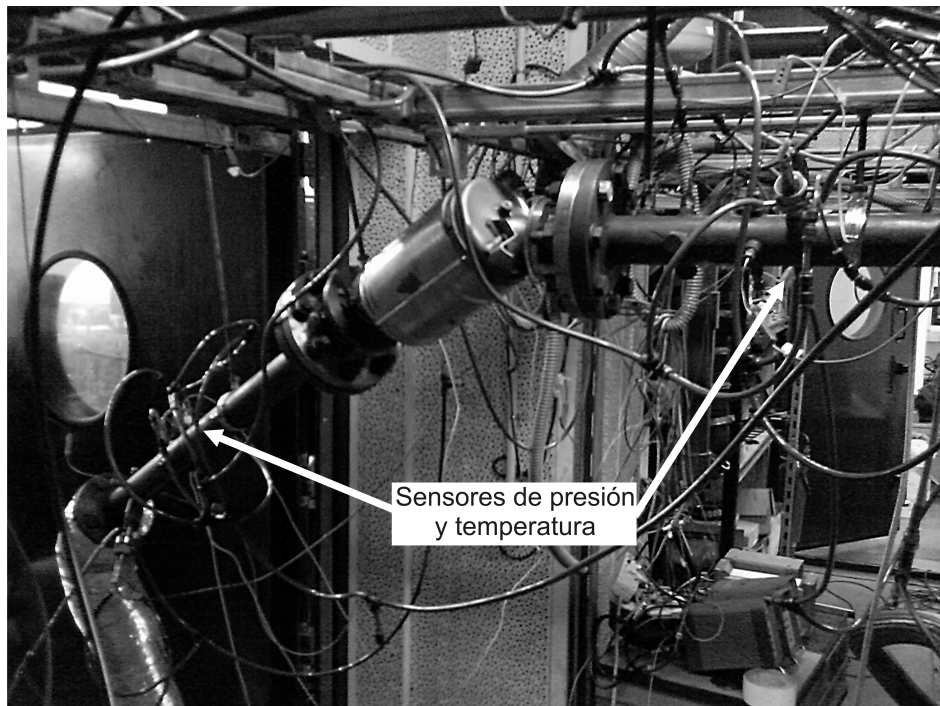


Figura 5.14. Instalación del filtro de partículas Diesel de flujo de pared en el banco de ensayos.

Se han ensayado cinco puntos de funcionamiento estacionario del motor definidos por cinco regímenes de giro distintos en los que se ha operado con el dosado mínimo para garantizar el funcionamiento estable del motor y una mínima emisión de partículas para evitar la carga del filtro. Esto ha limitado el rango de temperatura del flujo entrante al filtro de partículas al rango entre 375 K y 500 K . De aquí en adelante cada punto de funcionamiento se identificará únicamente por el régimen de giro del motor.

Para cada punto de funcionamiento ensayado se ha medido la presión instantánea aguas arriba y aguas abajo del filtro de partículas. Esta medida se ha

impuesto en el modelo junto con la temperatura media del gas medida aguas arriba del filtro de partículas. El objetivo ha sido ajustar con el modelo el resto de variables medidas: gasto trasegado por el filtro de partículas, temperatura del gas a la salida del filtro de partículas y temperatura exterior de la superficie del filtro de partículas medida en la mitad de la longitud del monolito (a 100 mm de los extremos). Los valores medios de las variables mencionadas se muestran para cada punto de funcionamiento en la tabla 5.2.

Tabla 5.2. Medidas experimentales sobre el filtro de partículas en funcionamiento estacionario en un motor atmosférico policilíndrico.

N [rpm]	F_R [-]	\dot{m}_g [kg/s]	p_{ent} [bar]	T_{ent} [K]	p_{sal} [bar]	T_{sal} [K]	$T_{superficie}$ [K]
900	0.074	0.1035	1.0878	378.6	1.0085	371.8	314.2
1200	0.092	0.1266	1.1194	405.9	1.0089	397.8	324.1
1500	0.121	0.1418	1.1648	439.6	1.0093	430.9	335.7
1750	0.138	0.1586	1.1776	459.7	1.0101	448.9	340.8
2000	0.169	0.1688	1.1945	504.4	1.0103	487.4	353.7

El estudio se ha realizado manteniendo el ajuste del modelo obtenido a partir de los ensayos de caracterización del filtro de partículas en banco de flujo. Se ha ajustado únicamente la fricción en los conductos de acople del filtro de partículas a la instalación, dado que estos conductos son la única variación introducida respecto a los ensayos anteriores.

Parámetros de entrada al submodelo de transmisión de calor

Para el cálculo del coeficiente de película del gas en el interior de canales cuadrados con flujo a través del medio poroso se ha utilizado una correlación válida para flujo laminar completamente desarrollado en canales cuadrados. Esta solución, aplicada por otros autores [14], impone un número de Nusselt constante [15, 16]. De este modo el coeficiente de película es únicamente función de la conductividad del gas, k_g , y del lado del canal, α :

$$h = 3,08 \frac{k_g}{\alpha} \quad (5.45)$$

La ecuación 5.45 se aplica al cálculo del coeficiente de película en el canal de entrada, h_e , y en el canal de salida, h_s .

Con respecto al coeficiente de película exterior, se ha hecho uso de la correlación de Churchill y Bernstein [17], con la que se obtiene el valor de h_{ext} :

- Para $10^2 < Re < 10^7$:

$$h_{ext} = 0,3 + \frac{0,62Re^{\frac{1}{2}} Pr^{\frac{1}{3}}}{\left[1 + \left(\frac{0,4}{Pr}\right)^{\frac{2}{3}}\right]^{\frac{1}{4}}} \left[1 + \left(\frac{Re}{282000}\right)^{\frac{5}{8}}\right]^{\frac{4}{5}} \quad (5.46)$$

- Para $2 \cdot 10^4 < Re < 4 \cdot 10^5$:

$$h_{ext} = 0,3 + \frac{0,62Re^{\frac{1}{2}} Pr^{\frac{1}{3}}}{\left[1 + \left(\frac{0,4}{Pr}\right)^{\frac{2}{3}}\right]^{\frac{1}{4}}} \left[1 + \left(\frac{Re}{282000}\right)^{\frac{1}{2}}\right] \quad (5.47)$$

A este valor se le suma el coeficiente de transmisión de calor por radiación [11], dado por la ecuación 5.48:

$$h_r = \frac{\epsilon_m \sigma_{sb} \left[\left(T_{i,1}^{sup}\right)^4 - \left(T_{ext}\right)^4 \right]}{T_{i,1}^{sup} - T_{ext}} \quad (5.48)$$

El modelo necesita como datos adicionales las propiedades térmicas de los diferentes materiales que componen el filtro de partículas. Estos datos se detallan en la tabla 5.3 para cada material, indicándose su rango de variación dentro del rango de temperaturas de trabajo para los casos en que se disponía de esta información.

La emisividad del aislante y del metal exterior es necesaria en el modelo para el cálculo de la radiación a través de la capa de aire y al ambiente respectivamente. Para el caso del aislante se ha tomado el mismo valor de emisividad que para el acero exterior. Ello se debe a que el aislante está en realidad cubierto por una lámina de acero que por su espesor despreciable no ha sido tenida en cuenta en el modelo nodal. Por otra parte, el valor de la emisividad no es conocido con certidumbre. Debido a ello se ha ajustado dentro del rango [0.15-0.3] en función del número de haces empleados para obtener la temperatura de pared exterior. El rango propuesto es apropiado para el tipo de acabado de acero que protege al monolito y rango de temperaturas de trabajo [21].

Tabla 5.3. Propiedades térmicas de los materiales del filtro de partículas en el rango de temperaturas de trabajo.

Material	ρ [kg/m ²]	c_p [J/kgK]	k [W/mK]
Monolito: SiC [18]	3100	806-955	100-81
Aislante: SuperWool™607 [19]	96	1050	0.06
Metal: Acero inoxidable [20]	7816	460	17

Por otro lado, en la tabla 5.3 se indica el valor de la densidad, la capacidad calorífica y la conductividad térmica propias del carburo de silicio sinterizado. Sin embargo, en el caso del filtro de partículas hay que corregir estos valores teniendo en cuenta la porosidad del medio. Así, estas propiedades del medio poroso se obtendrán como

$$\rho_w = (1 - \varepsilon) \rho_{subs} \quad (5.49)$$

$$c_{p_w} = (1 - \varepsilon) c_{p_{subs}} + c_{p_g} \varepsilon \quad (5.50)$$

$$k_w = (1 - \varepsilon) k_{subs} \quad (5.51)$$

donde k_{subs} , ρ_{subs} y $c_{p_{subs}}$ son, respectivamente, la conductividad, la densidad y la capacidad calorífica del sustrato, en este caso carburo de silicio.

La conductividad radial del monolito se obtiene en función de la conductividad del sustrato y de la geometría de la estructura celular del monolito haciendo uso de la expresión propuesta por Groppi [22]:

$$k_{rad} = \frac{k_{subs} (1 - \sqrt{\xi})}{1 + \xi - \sqrt{\xi}} \quad (5.52)$$

En la ecuación 5.52 ξ representa la fracción vacía (sin sellado) del área frontal del monolito, es decir, dos veces el valor de OFA^4 definida en la ecuación 2.3. En la expresión propuesta por Groppi no se tiene en cuenta la influen-

⁴Fracción abierta del área frontal del monolito.

cia del material de unión entre los segmentos que conforman los monolitos de carburo de silicio.

En cuanto al espesor de los materiales que componen la capa superficial exterior del filtro de partículas, se tiene que el espesor del aislante es de 10 *mm*, el de la capa de aire es de 3 *mm* y, por último, la superficie metálica exterior tiene 1 *mm* de espesor.

Validación del modelo

Usando estos datos, se ha reproducido con el modelo la respuesta del filtro de partículas en el banco de ensayos. Se ha hecho uso de tres configuraciones geométricas distintas. La diferencia entre ellas se encuentra en la discretización del monolito en la dirección radial, que se ha realizado con 1, 3 y 10 haces de canales.

En el caso de la configuración de 3 haces, el haz central se extiende hasta el 65 % del diámetro, mientras que el haz periférico abarca del 90 al 100 % del diámetro del monolito. Mediante esta configuración se ha pretendido analizar que efectos tiene sobre el modelo imponer en la zona central del monolito una temperatura de pared constante. Esta aproximación se presenta a priori como aceptable a la vista de los perfiles radiales de temperatura en estructuras monolíticas y ausencia de reacciones químicas de oxidación [23, 24], donde el área abarcada por aproximadamente entre el 60 y el 70 % del diámetro del monolito sufre una disminución de temperatura despreciable frente a la que se produce en el anillo exterior que abarca el 30-40 % del diámetro. De esta forma se aprovecha la característica del modelo de que todos los canales situados en el mismo haz poseen la misma temperatura de pared.

En la configuración de 10 haces de canales se ha supuesto que éstos se encuentran uniformemente distribuidos con el diámetro del monolito. Con esta condición el espesor de cada haz corresponde a algo más de 4 unidades celulares (lado del canal y espesor de una pared porosa).

Los resultados del modelado han sido calculados con el submodelo de transmisión de calor en su versión de convergencia rápida. En la figura 5.15 se representa la convergencia térmica del filtro de partículas en el punto de funcionamiento del motor a 2000 *rpm*. Las temperaturas se han tomado a 100 *mm* de distancia de la sección de entrada al monolito. En línea continua se muestran los resultados de la versión de convergencia rápida mientras que en línea discontinua aparecen los resultados de la versión con inercia térmica.

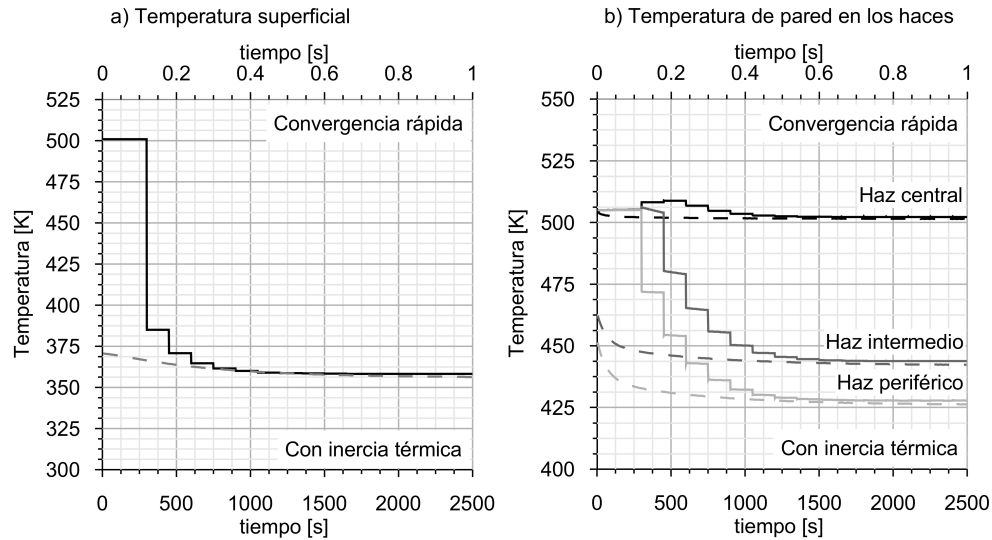


Figura 5.15. Convergencia temporal de las temperaturas de pared en el filtro de partículas con el submodelo de transmisión de calor en versión con inercia térmica (línea discontinua) y versión de convergencia rápida (línea continua). Punto de funcionamiento a 2000 rpm.

Para que el filtro de partículas alcance la estabilidad térmica necesita de 2500 s reales⁵ para converger desde las condiciones iniciales impuestas. Sin embargo, la versión de convergencia rápida, en la que se elimina la inercia térmica, alcanza la estabilidad térmica en 1 s real, incluso partiendo desde un valor inicial de temperatura de pared muy superior al caso con inercia térmica. En concreto, este valor inicial ha sido el de la temperatura medida del gas a la entrada del filtro de partículas. La diferencia en el valor de la temperatura de convergencia entre ambas versiones de cálculo es como máximo de 2 K tanto en la temperatura de pared de la superficie externa como en la temperatura de pared de cada uno de los haces en que se discretiza el canal. Estos resultados avalan la utilidad de la versión de convergencia rápida para el análisis de puntos de funcionamiento estacionario.

Los resultados, en variables medias, obtenidos con el modelo para cada punto de funcionamiento ensayado y para cada configuración geométrica propuesta se muestran en las tablas 5.4, 5.5 y 5.6.

⁵El término *reales* se utiliza para referirse a tiempo físico del fenómeno y no a coste computacional del cálculo.

Tabla 5.4. Modelado en valores medios del gasto másico del filtro de partículas en los ensayos con flujo pulsante y caliente para diferentes discretizaciones radiales del monolito.

Régimen [rpm]	Ensayo [kg/s]	1 haz		3 haces		10 haces	
		[kg/s]	Error [%]	[kg/s]	Error [%]	[kg/s]	Error [%]
900	0.1035	0.1051	1.54	0.1052	1.64	0.1052	1.64
1200	0.1266	0.1282	1.26	0.1283	1.34	0.1285	1.5
1500	0.1418	0.1423	0.35	0.1425	0.49	0.1428	0.7
1750	0.1586	0.1590	0.25	0.1591	0.31	0.1593	0.44
2000	0.1688	0.1696	0.47	0.1701	0.76	0.1704	0.95

Tabla 5.5. Modelado en valores medios de la temperatura del gas a la salida del filtro de partículas en los ensayos con flujo pulsante y caliente para diferentes discretizaciones radiales del monolito.

Régimen [rpm]	Ensayo [K]	1 haz		3 haces		10 haces	
		[K]	Error [%]	[K]	Error [%]	[K]	Error [%]
900	371.8	368.6	-0.86	367.3	-1.21	368.3	-0.94
1200	397.8	395.5	-0.58	393.7	-1.03	394.1	-0.93
1500	430.9	428.5	-0.56	425.9	-1.16	426.1	-1.11
1750	449.0	448.3	-0.15	445.3	-0.82	445.4	-0.78
2000	487.4	491.0	0.74	487.1	-0.06	487.1	-0.06

Imponiendo la pérdida de presión medida, según se muestra en la tabla 5.4, el gasto másico trasegado por el modelo posee una gran coincidencia con respecto a las medidas experimentales. El error introducido por el modelo respecto de esta variable es inferior al 1.7% en todos los puntos de funcionamiento y al 1% en la mayoría de ellos. Además, dado que se ha impuesto el mismo valor para los coeficientes de descarga en todos los haces de canales, el resultado obtenido apenas muestra dependencia del número de haces de canales. Las pequeñas diferencias encontradas entre cada configuración geométrica modelada obedecen al efecto que tiene la distribución radial de temperatura en el filtro de partículas sobre la distribución del flujo.

En los resultados mostrados en la tabla 5.5 se observa una elevada independencia en la predicción de la temperatura del gas a la salida del filtro de partículas por parte del modelo con respecto al número de haces de canales utilizados. Sin embargo, no ocurre lo mismo con la temperatura de pared obtenida, cuyo valor se detalla en la tabla 5.6. En concreto, se muestra la temperatura de pared sobre la superficie exterior del filtro de partículas que ha

Tabla 5.6. Modelado en valores medios de la temperatura de superficie del filtro de partículas a 100 mm del extremo en los ensayos con flujo pulsante y caliente para diferentes discretizaciones radiales del monolito.

Régimen [rpm]	Ensayo [K]	1 haz		3 haces		10 haces	
		[K]	Error [%]	[K]	Error [%]	[K]	Error [%]
900	314.2	300.4	-4.39	320.1	1.88	322.1	2.51
1200	324.1	302.1	-6.79	328.6	1.39	330.2	1.88
1500	335.7	304.0	-9.44	338.8	0.92	340.0	1.28
1750	340.8	304.9	-10.53	345.1	1.26	345.9	1.49
2000	353.7	307.2	-13.14	358.2	1.27	358.0	1.21

sido medida experimentalmente y que puede ser evaluada cuantitativamente por el modelo. En este caso se observa que para las configuraciones de 3 y 10 haces el ajuste de la emisividad del metal dentro del rango indicado anteriormente reduce la incertidumbre de la predicción a un porcentaje inferior al 2%. Para el rango de temperaturas de trabajo supone una incertidumbre absoluta de 5 K.

Por otro lado, en el caso de la configuración de 1 haz, la predicción de temperatura de pared sobre la superficie exterior es muy inferior a la medida experimentalmente. Y ello pese a que el resultado mostrado es el obtenido imponiendo el valor mínimo de emisividad dentro del rango de ajuste propuesto. La razón a este comportamiento radica en la elevada resistencia térmica por conducción radial del monolito resultante de la discretización radial tan gruesa que se ha realizado y que reduce drásticamente el flujo de calor hacia la periferia.

Como conclusión general a estos resultados, para el caso de 1 haz de canales, el modelo propuesto garantiza una buena predicción de la temperatura media del gas pero inhibe la transmisión de calor desde el monolito hacia la superficie exterior. De no ser así, obtener la temperatura de pared superficial medida supondría aumentar la transmisión de calor desde el monolito hacia el exterior. Este comportamiento del modelo conduciría a una reducción excesiva de la temperatura del gas.

El objetivo es preservar la predicción de la temperatura del gas, aún cuando se desea reducir el tiempo de cálculo al máximo. Su valor es crítico tanto a nivel de respuesta del motor, en estudios de posicionamiento y diseño de la línea de escape, como a nivel específico del filtro de partículas en estudios relativos al proceso de regeneración.

Análisis de resultados

A continuación se analizan algunos de los resultados más significativos que se pueden obtener con el modelo para alcanzar una mejor comprensión del comportamiento del filtro de partículas.

La figura 5.16 muestra las presiones medidas aguas arriba y aguas abajo del filtro de partículas en el punto de funcionamiento a 900 rpm. De la imposición de este salto de presión, el modelo proporciona los gastos máxicos instantáneos durante un ciclo de cálculo tanto a la entrada como la salida del DPF.

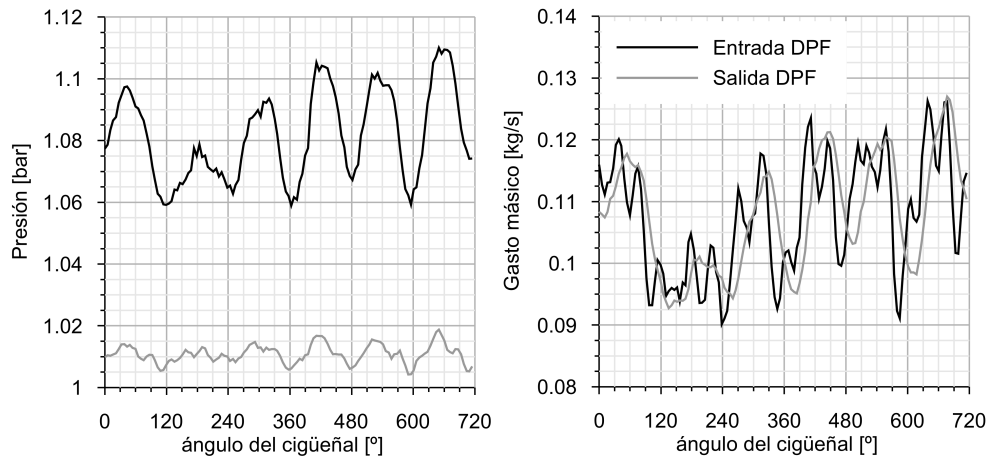


Figura 5.16. Presión instantánea medida y gasto másico en las secciones de entrada y salida del filtro de partículas en el punto de funcionamiento a 900 rpm.

Los resultados mostrados reflejan la atenuación que se produce en la magnitud de la pulsación del flujo a través del filtro de partículas. Por el desfase que se observa en la señal de gasto másico entre la entrada y la salida del canal es posible evaluar el tiempo de residencia de las partículas de gas en el interior del filtro. Aunque la magnitud del desfase también es instantánea por estar relacionada con la velocidad del flujo, para este punto de funcionamiento se encuentra en torno a 0.004 s.

En el interior de los canales es posible analizar la distribución de flujo nodo de cálculo a nodo de cálculo. La figura 5.17 muestra los balances de gasto másico en nodos de un canal de entrada y otro de salida en las posiciones a 20 y 180 mm del extremo de entrada del monolito. Los resultados representados corresponden a canales del haz central de la simulación con 3 haces de canales del punto de funcionamiento a 900 rpm. De acuerdo con los resultados

mostrados en la figura 4.17 en términos de velocidad y en condiciones de flujo estacionario, se observa que el canal de entrada pierde masa a través de la pared porosa y que esta pérdida crece tanto en valor absoluto como porcentual respecto del flujo másico entrante al nodo a medida que el flujo se aproxima al extremo final del canal (gráficos a) y b)); el canal de salida se comporta de forma complementaria, siendo en su extremo de salida donde mayor es la tasa de aumento del flujo másico que trasiega (gráficos c) y d)).

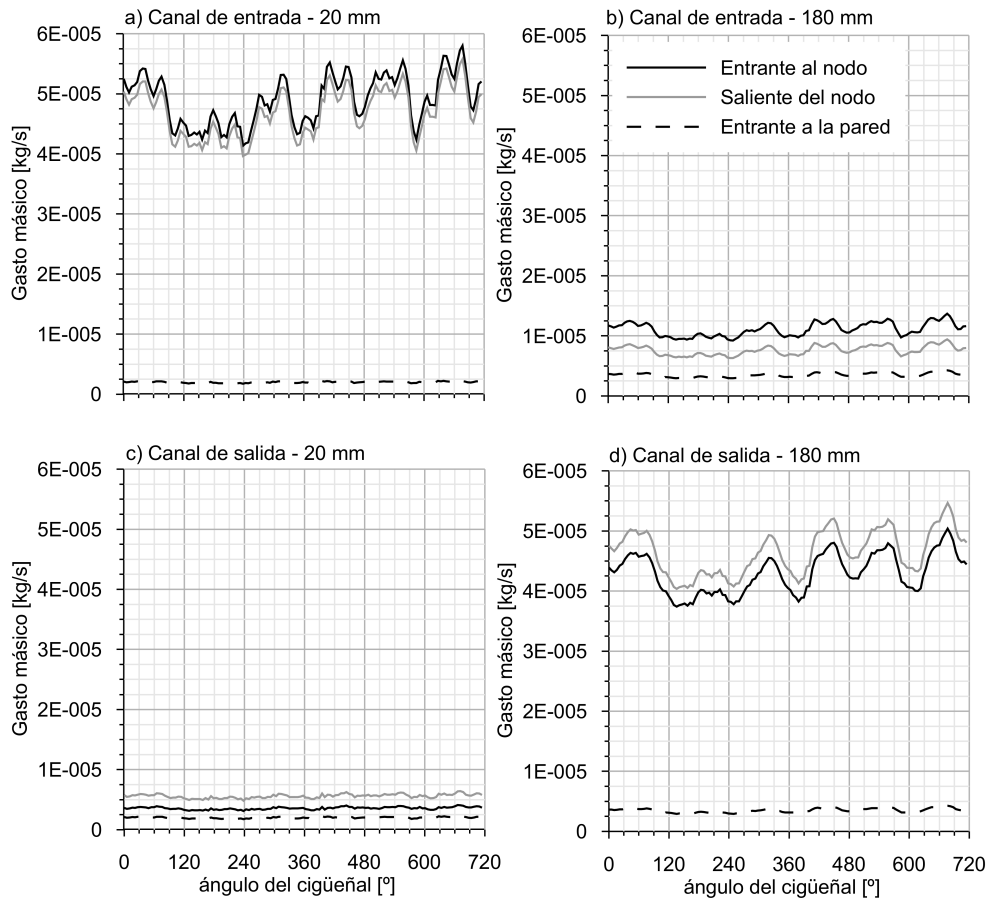


Figura 5.17. Gasto másico en el interior de un canal de entrada y un canal de salida a 20 mm y 180 mm de la sección de entrada. Simulación a 900 rpm con 3 haces de canales.

El tipo de resultados que el modelo es capaz de aportar y las características de éste respecto de la resolución del sistema de ecuaciones de conservación ofrecen la posibilidad de realizar análisis acerca del comportamiento de la pérdida

de presión ante flujo pulsante con diferentes geometrías en los canales de entrada y salida. Esta es una situación hacia la que se tiende por las necesidades que existen de aumentar la capacidad de acumulación de cenizas mediante el incremento del área de la sección de los canales de entrada en detrimento de la de los canales de salida. El objetivo es aumentar los períodos entre tareas de mantenimiento de los DPF [25–27] sin influir en la durabilidad química y mecánica de los monolitos.

En la figura 5.18 se muestra la distribución radial de temperatura de pared frente al radio del monolito adimensionalizado. Se representan los resultados para los puntos de funcionamiento a 900 *rpm* y 1200 *rpm* a 20 *mm* de la sección de entrada y a 180 *mm* de ésta, lo que es representativo de la sección de salida.

La temperatura de pared del medio poroso representada corresponde al nodo intermedio situado sobre el mismo. Para una misma posición axial, no se ha observado diferencia alguna de temperatura en los nodos distribuidos radialmente sobre el medio poroso. Se debe al reducido espesor de éste y a la alta conductividad del carburo de silicio. Sin embargo, la existencia de tres nodos en el medio poroso es conveniente. Por ejemplo, en caso de monolitos fabricados en otros materiales cerámicos como la corderita, de muy reducida conductividad térmica ($\sim 1.4 \text{ W/mK}$), o en condiciones en las que la densidad de la capa de partículas sea muy baja y su conductividad térmica se encuentre en torno a $\sim 0.1 \text{ W/mK}$. Esta situación daría lugar a un elevado gradiente de temperaturas entre la superficie de la capa de partículas y la pared porosa durante el proceso de regeneración [28].

En el gráfico a) de la figura 5.18, que muestra los resultados del punto de funcionamiento de motor a 900 *rpm*, se comparan los resultados de las configuraciones con 1 y 10 haces de canales en la sección de entrada y de salida del monolito. En el perfil de temperatura de la configuración de 10 haces se observa que el modelo aporta resultados acordes a los esperados [23, 24], adquiriéndose una detallada resolución espacial tanto en la dirección radial como axial del monolito.

Frente a este nivel de detalle, la configuración de 1 haz de canales simplifica la solución a un estado térmico medio en el interior del monolito, sin posibilidad de contar con resolución espacial radial. No obstante, como se ha mostrado en la tabla 5.5, con un haz el modelo es capaz de obtener la temperatura media de salida del gas con precisión.

Sin embargo, como ya se señalaba anteriormente y se observa gráficamente en la figura 5.18, la resistencia de conducción radial entre el monolito y el nodo $(0,3)^{\text{sup}}$ de la superficie exterior del filtro es tan elevada que inhibe la

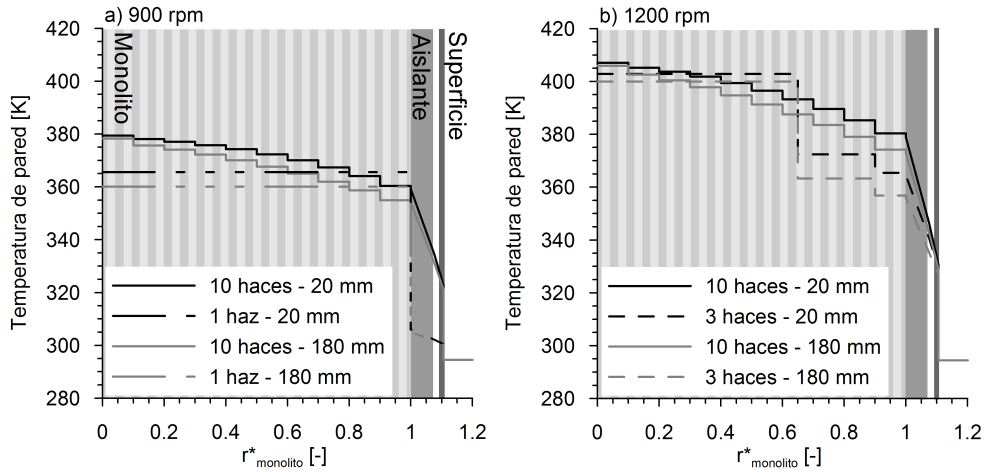


Figura 5.18. Distribución radial de la temperatura de pared en las secciones de entrada y salida del monolito. Cálculo con 1, 3 y 10 haces de canales para los puntos de funcionamiento a 900 y 1200 rpm.

transmisión de calor hacia el exterior desde el monolito. Debido al escaso flujo de calor que la superficie exterior recibe desde el monolito, su temperatura tiende a acercarse a la del ambiente exterior. De ahí que el salto de temperatura que se produce entre el monolito y el aislante sea tan elevado. Para el punto de funcionamiento a 900 rpm es de entre 60 K y 50 K en función de la posición axial del monolito analizada.

En el gráfico b) de la figura 5.18, dedicado al punto de funcionamiento a 1200 rpm, se presenta el perfil de temperatura de pared para las configuraciones de 3 y 10 haces de canales. La configuración de 10 haces de canales presenta una distribución de temperatura de pared similar al punto de funcionamiento a 900 rpm, aunque con un gradiente de temperatura superior debido al mayor nivel térmico respecto al ambiente exterior. Si se compara con los resultados aportados por la configuración de 3 haces (con una distribución radial de haces no uniforme) se observa que esta última configuración aporta una sobrestimación de la temperatura de pared en el haz interior. Por el contrario, en los haces exteriores se establecen unos flujos de calor superiores hacia el exterior que subestiman la temperatura de pared pero permiten alcanzar la temperatura superficial exterior medida experimentalmente. Esta solución ofrece un importante potencial de cara a estudios preliminares: aporta equilibrio entre coste computacional y buena predicción de las propiedades del gas unido a un

adecuado orden de magnitud en cuanto a la fiabilidad de la resolución espacial en la dirección radial.

En la figura 5.19 se presenta la distribución radial de temperatura de pared y de gas para el punto de funcionamiento a 1500 rpm. En el gráfico a) se representan los valores a 20 mm del extremo de entrada al monolito y en el gráfico b) a 180 mm. En cuanto a temperatura de pared, los resultados son análogos a los descritos anteriormente. Por lo que respecta a la distribución radial de temperatura del gas, ésta es uniforme a la entrada del monolito (se muestra a 20 mm a fin de señalar el inicio de las diferencias en sentido radial). A medida que el gas avanza a lo largo de los canales su temperatura se aproxima al valor de la temperatura de pared, adoptando el perfil de ésta. Este hecho contrasta con el caso de la temperatura de pared, cuyo perfil de distribución radial se mantiene cualitativamente en la dirección axial debido a la transmisión de calor por conducción en dicha dirección, tanto en la pared porosa como en la superficie exterior de la carcasa.

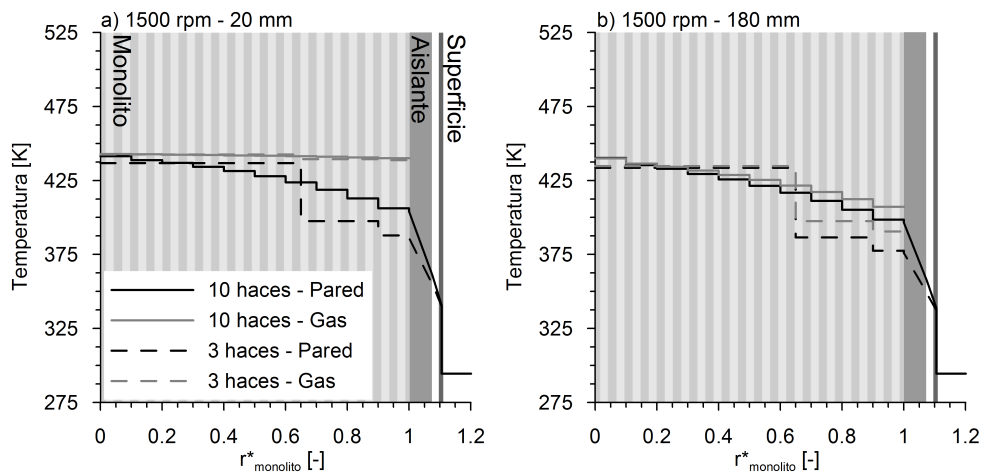


Figura 5.19. Distribución radial de la temperatura de pared y de gas en las secciones de entrada y salida del monolito. Cálculo con 3 y 10 haces de canales para el punto de funcionamiento a 1500 rpm.

La figura 5.20 muestra en detalle la variación en la dirección axial de la temperatura de pared en la superficie exterior frente a la longitud del monolito adimensionalizada. Se observa que, como era de esperar, en el nodo de cálculo superficial interior, situado entre el monolito y el aislante, la temperatura es máxima. En este nodo, la diferencia de temperaturas en la dirección axial entre

la sección de entrada y de salida del monolito es de entre 14 y 16 K para los puntos de funcionamiento a 1750 y 2000 rpm .

Ambos casos permiten discernir la importancia de la capa de aislante, ya que entre el nodo superficial interior y el nodo situado entre el aislante y la cámara de aire se produce la disminución de temperatura más relevante. Se cuantifica en un rango entre 50 y 65 K para los puntos de funcionamiento mostrados y para toda la longitud del monolito. Finalmente, la cámara de aire contribuye a mejorar el aislamiento térmico del filtro de partículas, lo que favorece las condiciones de regeneración y el aprovechamiento térmico, ya que introduce un salto térmico adicional de entre 20 y 30 K con respecto a la temperatura sobre la superficie del filtro de partículas. Debido a la conductividad térmica del metal exterior del filtro de partículas, el gradiente de temperaturas en el sentido axial se reduce a apenas 3 K .

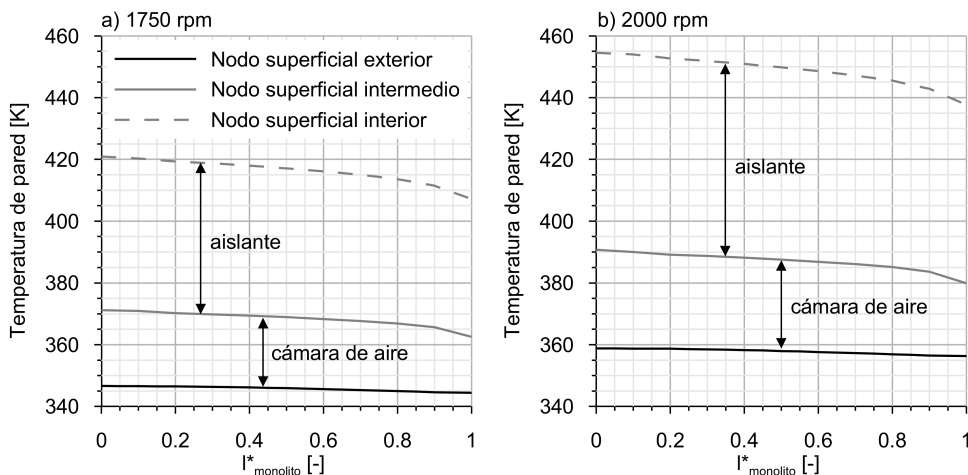


Figura 5.20. Distribución axial de la temperatura de pared en los nodos de cálculo localizados en la superficie exterior del filtro de partículas. Cálculo con 10 haces de canales para los puntos de funcionamiento a 1750 y 2000 rpm .

Coste computacional del modelo de filtro de partículas

En la tabla 5.7 se detalla el coste computacional para cada punto de funcionamiento modelado. Para facilitar la comparación está referido a la ejecución de menor coste computacional que coincide con el punto de funcionamiento a 900 rpm y un haz de canales. A medida que aumenta el régimen de giro, aumenta también el coste computacional. Se justifica por haber realizado to-

das las ejecuciones para una misma duración de tiempo real (5 s). Para un mismo tiempo real, cuanto mayor es el régimen de giro mayor cantidad de ciclos se simulan. De ahí que aumente el coste computacional, pues aumenta también el número de veces en que se realiza el cálculo iterativo de la convergencia de temperatura de pared; este cálculo, conforme a lo descrito en el apartado 5.3.1.3, se lleva a cabo al final de cada ciclo.

Tabla 5.7. Coste computacional en función del número de haces de canales empleados en la discretización radial del monolito.

Régimen [rpm]	1 haz [-]	3 haces [-]	10 haces [-]
900	1	1.9	5.30
1200	1.04	1.97	5.54
1500	1.09	2.06	5.80
1750	1.12	2.12	5.98
2000	1.18	2.24	6.26

Lógicamente, aumentar el número de haces de canales conlleva también el aumento del coste computacional. Tomando los resultados obtenidos para el régimen a 900 rpm, si el aumento de coste computacional al pasar de 1 haz a 3 haces (0.9 unidades de tiempo⁶) se atribuye a la ejecución de las rutinas asociadas a la resolución de los nuevos haces de canales y de sus condiciones de contorno, se puede estimar que cada haz de canales supone 0.45 unidades de tiempo del total del coste computacional de la configuración modelada (modelado del filtro de partículas y de sus condiciones de entrada y salida). Este mismo análisis sobre la ejecución con 10 haces conduce a conclusiones similares, ya que cada haz supondría 0.475 unidades de tiempo. Estos resultados son consistentes, pues constatan que el aumento del número de haces de canales supone un aumento en la misma proporción del coste computacional asociado a la resolución del monolito⁷.

En el resto de puntos de funcionamiento se mantienen las mismas relaciones con respecto a la dependencia del coste computacional con el número de haces de canales que para el caso de 900 rpm. Luego se puede concluir que cada haz

⁶Considérese que 1 unidad de tiempo es el coste computacional de la ejecución a 900 rpm con un haz de canales.

⁷Se ha excluido de esta conclusión el coste computacional ligado a la resolución de los componentes comunes a las configuraciones simuladas (conductos y conos de entrada y salida al monolito, etc.) y al conjunto de rutinas siempre presentes en el modelo y encargadas de la gestión global de la ejecución. La variación del número de haces de canales puede cambiar el coste computacional de algunas de estas rutinas.

añadido aumenta el coste computacional de la ejecución un 45 % la duración de calcular un haz en solitario.

En este punto es conveniente indicar el coste computacional absoluto asociado al modelo termofluidodinámico propuesto para el filtro de partículas. El tiempo de ejecución de 5 segundos reales de operación a 1500 *rpm* (62.5 *ciclos*) con un haz de canales ha sido de 6 minutos y 8 segundos (5.4 *s/ciclo*) con un procesador estándar para equipo portátil. La ejecución se ha realizado con la metodología de cálculo ITD, con transporte de 9 especies químicas y consideración de gas no-perfecto. En el apartado 3.3.2.2 se han mostrado los resultados de coste computacional para un motor a 1500 *rpm* (esquema en WAM en la figura 3.17⁸). Para las mismas condiciones de ejecución de WAM en el motor y en el filtro de partículas, el tiempo de ejecución del motor es de 38.16 *s/ciclo*.

Por lo tanto, el uso del modelo de filtro de partículas propuesto, con un haz de canales y transmisión de calor con convergencia rápida, aumentaría el tiempo de ejecución del motor en aproximadamente un 15 %⁹. Este aumento del coste computacional de la simulación de motores completos justifica el esfuerzo realizado durante este trabajo en el desarrollo de la metodología de cálculo ITD. El uso de la metodología tradicional CTD habría conducido a aumentos inaceptables del coste computacional que hubieran puesto en tela de juicio la utilidad del modelo propuesto. Además hay que contar que la inclusión de submodelos de filtrado y regeneración aumentarán más el coste computacional asociado al filtro de partículas.

5.4. Resumen

En el capítulo anterior se describió el modelo de DPF propuesto y fue validado en condiciones de flujo estacionario. En el presente capítulo se ha abordado el estudio de la respuesta del modelo ante impulsos de flujo frío y ante flujo pulsante caliente, lo que ha permitido evaluar las capacidades del

⁸En este motor se utilizó el modelo simplificado descrito en el Anexo 5.A para simular el filtro de partículas. Su coste computacional es similar al de dos conductos y sus correspondientes condiciones de contorno, estándares a las que conforman otros elementos del motor.

⁹Si se pasara a 3 ó 10 haces de canales, el aumento se multiplicaría por 1.9 y 5.3 respectivamente. No obstante, por un lado hay que contar que la simulación del filtro de partículas cuenta con los conductos de entrada y salida, que en el motor ya estarían incluidos. Por otro lado, el código del modelo del filtro de partículas es susceptible de ser optimizado. Estos dos aspectos contribuirían a reducir el coste computacional de la ejecución del modelo de filtro de partículas. En definitiva, el porcentaje de aumento de coste computacional al incluir el filtro de partículas en el motor sería algo inferior.

modelo en condiciones similares a las presentes en motores de combustión interna alternativos Diesel.

El primer paso de este estudio ha consistido en el ensayo experimental en un banco de impulsos del filtro de partículas caracterizado en el Capítulo 4. El filtro de partículas ha sido excitado con pulsos de presión de diferente magnitud en amplitud y duración. Aplicando la metodología experimental desarrollada en este banco de ensayos ha sido posible obtener las excitaciones pulsantes incidente, reflejada y transmitida por el filtro de partículas para todos los puntos de funcionamiento.

A continuación, se ha mostrado el modelado de cada uno de estos puntos con el ajuste del modelo obtenido durante la validación en banco de flujo. La respuesta dinámica del filtro de partículas reproducida por el modelo ha sido analizada tanto en el dominio temporal como en el dominio de la frecuencia.

Los resultados del modelado de este experimento han mostrado un elevado grado de precisión en ambos análisis y han constatado la necesidad de converger hacia modelos específicos para filtros de partículas con una definición detallada de su geometría. Ello permite describir adecuadamente su respuesta dinámica y acústica al tiempo que dota de la capacidad de estudiar convenientemente los procesos de filtrado, regeneración o transmisión de calor.

Y es precisamente en el proceso de transmisión de calor en el filtro de partículas en el que se centra la segunda parte del presente capítulo. La última fase de desarrollo del modelo contempla condiciones reales de operación del filtro de partículas en un motor de combustión interna alternativo. Ello requiere la operación con flujo pulsante a temperatura sensiblemente superior a la ambiental. De aquí ha surgido la necesidad de plantear el desarrollo de un submodelo de transmisión de calor que permita predecir adecuadamente la temperatura del gas y de pared en el filtro de partículas. En el caso de la temperatura de pared se ha incluido la distinción entre las condiciones en el medio poroso y en los materiales que recubren el monolito y lo aíslan del exterior.

Se ha propuesto un submodelo de transmisión de calor nodal que permite obtener la distribución de temperatura de pared en los canales del monolito con resolución bidimensional (axial y radial). Además, dada la posibilidad de contar con discretización del monolito en la dirección radial mediante la definición de haces de canales concéntricos, el modelo contempla también los efectos de la transmisión de calor por conducción en esta dirección. De esta manera, el submodelo de transmisión de calor es también bidimensional desde el punto de vista del monolito como elemento global. Además, se ha desarrollado la definición de la estructura nodal de cálculo en la superficie exterior del filtro de

partículas. Por último, el submodelo de transmisión de calor se ha completado con un desarrollo para obtener la convergencia rápida de la temperatura de pared para aquellos análisis en los que no es necesario contar con el efecto de la inercia térmica de los materiales.

Al introducir en el modelo de filtro de partículas propuesto en este trabajo el efecto del fenómeno de la transmisión de calor se ha mostrado su capacidad para calcular satisfactoriamente el flujo másico trasegado y la temperatura del gas a la salida del filtro de partículas. En ambos casos ha existido independencia con respecto al número de haces de canales empleados en la discretización radial del monolito.

En cuanto a la predicción de la temperatura de pared del medio poroso, ésta si se ha mostrado sensible al número de haces de canales. El uso de un único haz de canales proporciona un valor medio de temperatura de pared frente a los resultados detallados que provee una discretización que cuenta con un número elevado de haces. El problema aparece en que con un haz se subestima el valor de la temperatura superficial exterior. El aumento a tres haces de canales, distribuidos convenientemente, contribuye a solucionar este problema y aporta una distribución radial de temperatura de pared valiosa desde el punto de vista cualitativo y cuantitativo.

La elección final de un número de haces mayor o menor vendrá en gran medida determinada por las necesidades de precisión y tiempo de cálculo requeridas. Los cálculos de coste computacional asociados al modelo de filtro de partículas indican que, con un solo haz de canales, aumentaría el coste computacional de la ejecución de un motor completo alrededor de un 15 % por ciclo de motor. El valor concreto de este aumento dependería del punto de funcionamiento (régimen de giro) y de la discretización radial del monolito, aunque en parte estaría supeditado a una optimización del código de programación. No obstante, el orden de magnitud obtenido justifica el desarrollo de la estructura de cálculo ITD, que permite independizar el incremento temporal de cálculo del filtro de partículas del resto del motor.

5.A. Anexo: Modelo simplificado de pérdida de presión para filtros de partículas

Por medio de la caracterización experimental del filtro de partículas en el banco de flujo es posible obtener la relación existente entre la pérdida de presión y la presión dinámica del flujo a la entrada del filtro de partículas. Esta relación, que es función del número de Reynolds, se define como el coeficiente de pérdida de presión, K :

$$\Delta p = K \frac{1}{2} \rho u^2 \quad (5.53)$$

Este tipo de propuesta permite plantear un modelo simplificado para la simulación de la pérdida de presión en el filtro de partículas. Con este fin se plantea el modelo representado en la figura 5.21.

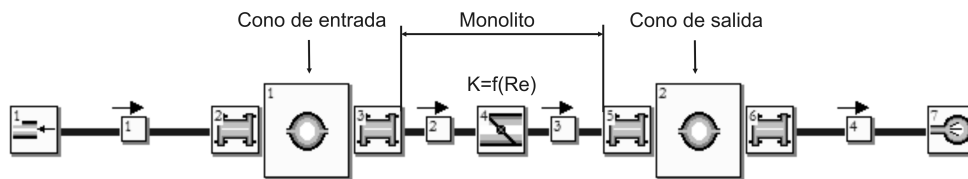


Figura 5.21. Esquema en el modelo de acción de ondas del modelo simplificado de pérdida de presión en filtros de partículas.

Los conos de entrada y salida del monolito están representados por dos volúmenes. El monolito está definido por dos conductos unidos entre sí por una condición de contorno que representa la pérdida de presión que tiene lugar en el filtro de partículas. Ésta es calculada con el coeficiente de pérdida de presión correspondiente al número de Reynolds aguas arriba de la condición de contorno. La longitud total de los dos conductos coincide con la longitud del monolito. Cada uno de los conductos posee la mitad de dicha longitud, de manera que se asume que el flujo recorre la mitad de los canales de entrada, donde se localiza puntualmente la pérdida de presión y pasa al canal de salida. De esta forma, la pérdida de presión del filtro de partículas está caracterizada por una hipótesis cuasi-estacionaria pero queda representado el recorrido del fluido a lo largo de la longitud del monolito.

La obtención del coeficiente de pérdida de presión en el filtro de partículas se realiza a partir de las medidas experimentales en el banco de flujo. Estas

medidas permiten la obtención de un coeficiente de pérdida de presión global, K_t . Este coeficiente es la suma de las diferentes contribuciones a la pérdida de presión en la instalación durante la caracterización del filtro de partículas:

$$K = K_{ent_1} + K_{fric_1} + K_{DPF} + K_{fric_4} + K_{sal_4} \quad (5.54)$$

donde:

- K_{ent_1} es el coeficiente de pérdida de presión de embocadura del conducto de entrada al filtro de partículas.
- K_{fric_1} es el coeficiente de pérdida de presión por fricción del conducto de entrada al filtro de partículas.
- K_{DPF} es el coeficiente de pérdida de presión del filtro de partículas.
- K_{fric_4} es el coeficiente de pérdida de presión por fricción del conducto de salida del filtro de partículas.
- K_{sal_4} es el coeficiente de pérdida de presión en la descarga al depósito de remanso del conducto de salida del filtro de partículas.

Con el ensayo de caracterización del conducto de entrada al filtro de partículas se obtiene un coeficiente de pérdida de presión que representa la contribución de la pérdida de presión de embocadura y de fricción en este conducto y un término adicional que representaría la pérdida de presión de descarga al depósito de remanso.

$$K' = K_{ent_1} + K_{fric_1} + K_{sal_1} \quad (5.55)$$

Por lo tanto, combinando la información de ambos ensayos se tiene que

$$K - K' = K_{DPF} + K_{fric_4} + K_{sal_4} - K_{sal_1} \quad (5.56)$$

de donde es posible determinar el coeficiente de pérdida de presión del filtro de partículas. Se supone que la pérdida por fricción en el conducto de salida del filtro de partículas es despreciable y que los coeficientes de pérdida de presión por la descarga al depósito de remanso son igual a la unidad. Es decir, el fluido pierde toda la energía cinética al entrar al remanso.

Los coeficientes de pérdida de presión por las descargas a los depósitos han de estar referidos a la misma sección transversal de paso del flujo. De

esta manera, aplicando la ecuación de continuidad se referencian todos los coeficientes de pérdida de presión a la sección transversal del conducto de entrada del filtro de partículas y se tiene que:

$$K_{DPF} = K - K' - \frac{D_{c1}^4}{D_{c4}^4} + 1 \quad (5.57)$$

donde D es el diámetro del conducto y los subíndices $c1$ y $c4$ se refieren a los conductos 1 y 4 de la figura 5.22 respectivamente.

Se ha de tener en cuenta que en el modelo simplificado que se propone se introduce el volumen de los conos de entrada y salida del filtro y la longitud de los canales. Esto añade cierta pérdida de presión en estos elementos. Sin embargo, estas contribuciones ya están incluidas en el coeficiente de pérdida de presión calculado por la ecuación 5.57. Por ello, como se indica en el esquema de la figura 5.22, se ha de definir un coeficiente de pérdida de presión propio del monolito. Su valor, referenciado al número de Reynolds en el conducto 2, se obtiene, con ayuda de WAM, como:

$$K_{monolito} = (K_{DPF} - K_{carcasa1} - K_{carcasa2}) \frac{D_{c2}^4}{D_{c1}^4} \quad (5.58)$$

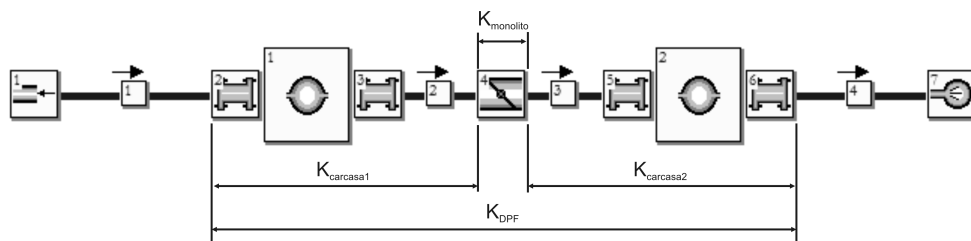


Figura 5.22. Corrección del valor del coeficiente de pérdida de presión en el filtro de partículas.

Una vez obtenido el valor del coeficiente de pérdida de presión en el monolito en función del número de Reynolds se ha procedido a ajustar el modelo a los ensayos en banco de flujo. Aunque el error que se produce es superior al encontrado con el modelo de DPF propuesto en este trabajo, los resultados del ajuste, mostrados en la figura 5.23, indican que el modelo es capaz de reproducir con precisión suficiente la pérdida de presión impuesta por el filtro de partículas en condiciones de flujo estacionario en todo el rango de número de Reynolds ensayado.

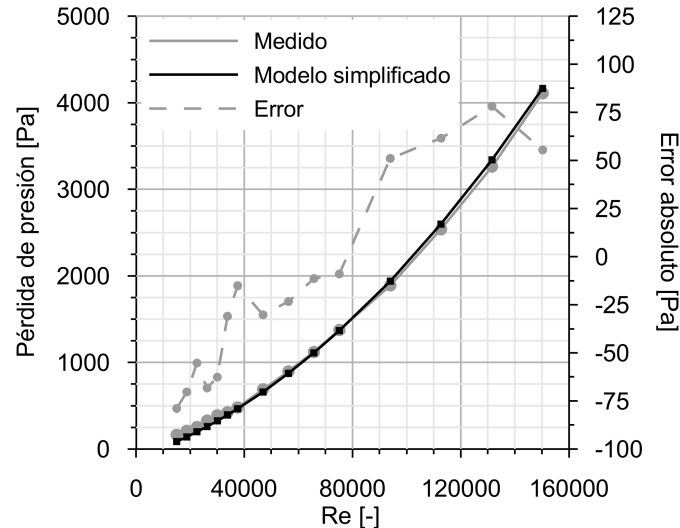


Figura 5.23. Ajuste medido-modelado de los ensayos en banco de flujo con el modelo simplificado de pérdida de presión en filtros de partículas Diesel.

Bibliografía

- [1] Broatch A. *Medida de la respuesta acústica de silenciadores*. Tesis Doctoral, Universidad Politécnica de Valencia, 1995.
- [2] Payri F., Desantes J.M. y Broatch A. “Modified impulse method for the measurement of the frequency response of acoustic filters to weakly nonlinear transient excitations”. *Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 107 n° 2, pp. 731–738, 2000.
- [3] Allam S. y Abom M. “Acoustic modelling and testing of Diesel particulate filters”. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 288, pp. 255–273, 2005.
- [4] Desantes J.M., Torregrosa A., Broatch A. y Climent H. “Silencing capabilities of non-silencer elements: an underused potential?”. *4th Styrian Noise, Vibration & Harshness Congress, Graz, Austria*, November 15-17, 2006.
- [5] Payri F., Desantes J.M., Galindo J. y Serrano J.R. “Colector de escape de un motor alternativo turbo sobrealimentado”. Solicitud de patente P200900482. Fecha de prioridad 13/02/2009. Oficina Española de Patentes y Marcas, 2009.
- [6] Payri F., Galindo J., Serrano J.R. y Arnau F.J. “Analysis of numerical methods to solve one-dimensional fluid-dynamic governing equations under impulsive flow in tapered ducts”. *International Journal of Mechanical Science*, Vol. 46 n° 7, pp. 981–1004, 2004.
- [7] Allam S. *Acoustic modelling and testing of advanced exhaust system components for automotive engines*. Tesis Doctoral, The Marcus Wallenberg Laboratory for Sound and Vibration Research, Department of Aeronautical and Vehicle Engineering, The Royal Institute of Technology (KTH), 2004.
- [8] Allam S. y Abom M. “Modeling and testing of after-treatment devices”. *Journal of Vibration and Acoustics*, Vol. 128, pp. 347–356, 2006.

- [9] Allam S. y Abom M. “Sound propagation in an array of narrow porous channels with application to Diesel particulate filters”. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 291, pp. 882–901, 2006.
- [10] Liming F., Wenzhi G. y Wenbo N. “An investigation on acoustic model and test of diesel particulate filter”. *SAE Technical Paper 2008-01-1757*, 2008.
- [11] Dolz V. *Contribución al modelado de la transmisión de calor en los MCIA y su aplicación en el aprovechamiento energético de los gases de escape durante los transitorios de carga*. Tesis Doctoral, Universidad Politécnica de Valencia, 2006.
- [12] Galindo J., Luján J.M., Serrano J.R., Dolz V. y Guilain S. “Description of a heat transfer model suitable to calculate transient processes of turbocharged Diesel engines with one-dimensional gas-dynamic codes”. *Applied Thermal Engineering*, Vol. 26 n° 1, pp. 66–76, 2006.
- [13] Reyes M. *Modelo de transferencia de calor para colectores de escape de motores alternativos*. Tesis Doctoral, Universidad Politécnica de Valencia, 1994.
- [14] Tronconi E., Groppi G., Boger T. y Heibel A. “Monolithic catalysts with high conductivity honeycomb supports for gas/solid exothermic reactions: characterization of the heat-transfer properties”. *Chemical Engineering Science*, Vol. 59, pp. 4941–4949, 2004.
- [15] Shah R.K. y London A.L. *Laminar flow forced convection in ducts: a sourcebook for compact heat exchanger analytical data*. Academic Press, New York, 1978.
- [16] Shah R.K. y Sekulic D.P. *Fundamentals of heat transfer design*. John Wiley & Sons, Inc., 2003.
- [17] Churchill S.W. y Bernstein M. “A correlating equation for forced convection from gases and liquids to a circular cylinder in crossflow”. *Journal of Heat Transfer*, Vol. 99, pp. 300–306, 1977.
- [18] “www.ceramics.nist.gov”. Ceramics WebBook, NIST Property Data Summaries, 2009.
- [19] “www.thermalceramics.com”. Thermal Ceramics, Division of the Morgan Crucible Company, UK, 2009.
- [20] Holman J.P. *Transferencia de calor*. McGraw-Hill, Interamericana de España, 1998.
- [21] Incropera F.P. y De Witt D.P. *Fundamentos de transferencia de calor*. Prentice Hall, 1999.
- [22] Groppi G. y Tronconi E. “Continuous vs. discrete models of non-adiabatic monolith catalyst”. *AIChE Journal*, Vol. 42 n° 8, pp. 2382–2387, 1996.
- [23] Konstandopoulos A.G., Kostoglou M. y Housiada P. “Spatial non-uniformities in Diesel particulate trap regeneration”. *SAE Technical Paper 2001-01-0908*, 2001.
- [24] Boger T. y Heibel A. “Heat transfer in conductive monolith structures”. *Chemical Engineering Science*, Vol. 60, pp. 1823–1835, 2005.
- [25] Young D.M., Hickman D.L., Bhatia G. y Gunasekaran N. “Ash storage concept for Diesel particulate filters”. *SAE Technical Paper 2004-01-0948*, 2004.
- [26] Ogyu K., Ohno K., Hong S. y Komori T. “Ash storage capacity enhancement of Diesel particulate filter”. *SAE Technical Paper 2004-01-0949*, 2004.
- [27] Bardon S., Bouteiller B., Bonnail N., Girot P., Gleize V., Oxarango L., Higelin P., Michelin J., Schuerholz S. y Terres F. “Asymmetrical channels to increase DPF lifetime”. *SAE Technical Paper 2004-01-950*, 2004.
- [28] Haralampous O. y Koltsakis G.C. “Intra-layer temperature gradients during regeneration of Diesel particulate filters”. *Chemical Engineering Science*, Vol. 57, pp. 2345–2355, 2002.

Capítulo 6

Conclusiones y trabajos futuros

Contenido

6.1. Principales aportaciones y conclusiones	259
6.1.1. Adaptación del modelo de acción de ondas WAM al modelado de sistemas de post-tratamiento	260
6.1.1.1. Transporte de especies químicas	260
6.1.1.2. Estructura de cálculo del modelo de acción de ondas	261
6.1.2. Modelo de filtro de partículas Diesel de flujo de pared	262
6.1.2.1. Metodología de caracterización del medio poroso	264
6.1.2.2. Sensibilidad a la geometría del filtro de partícu- las	264
6.1.2.3. Predicción de la respuesta acústica	265
6.1.2.4. Submodelo de transmisión de calor	265
6.1.3. Otras aportaciones	267
6.2. Trabajos futuros	267
Bibliografía	271

6.1. Principales aportaciones y conclusiones

La presente tesis doctoral ha estado enfocada, según el objetivo enunciado en el Capítulo 1, al desarrollo de un modelo termofluidodinámico de filtro de

partículas Diesel de flujo de pared. Este modelo se caracteriza por su flexibilidad para operar en un modelo de acción de ondas y a su vez servir de base a submodelos para el estudio de fenómenos específicos, adquiriendo la capacidad de estudiar los efectos del acoplamiento entre motor y filtro de partículas.

Los siguientes apartados están relacionados con los objetivos parciales definidos en el Capítulo 1. Partiendo del modelo de acción de ondas WAM de desarrollo propio y en base al estudio bibliográfico llevado a cabo en el ámbito del modelado de filtros de partículas Diesel de flujo de pared se remarcan las principales conclusiones y aportaciones originales del presente trabajo.

6.1.1. Adaptación del modelo de acción de ondas WAM al modelado de sistemas de post-tratamiento

La necesidad de adaptar el modelo de acción de ondas WAM a los requerimientos propios de los sistemas de post-tratamiento y a las características de su modelado ha conducido al desarrollo de un submodelo para el transporte de especies químicas y a la concepción de la metodología de cálculo ITD.

6.1.1.1. Transporte de especies químicas

Se ha desarrollado en WAM un modelo de transporte de especies químicas que se resuelve junto al sistema de ecuaciones de conservación del flujo en los conductos mediante métodos numéricos en diferencias finitas. Así se garantiza que el orden de precisión obtenido en el transporte de especies químicas sea el mismo al obtenido en el cálculo de las condiciones del fluido. El transporte de especies químicas se ha incluido en todos los elementos del modelo y se presenta como una herramienta que contribuye a la mejora del mismo por la posibilidad de ligarse a las siguientes aplicaciones:

- Acoplamiento a submodelos para el cálculo de la formación de contaminantes durante la combustión Diesel.
- Estudio del transporte de EGR y dispersión entre cilindros.
- Estudio de los procesos químicos presentes en los sistemas de post-tratamiento de los gases de escape y en el caso de los filtros de partículas también del proceso de filtrado.

El transporte de especies químicas ha permitido también introducir la consideración de que el fluido que circula por el interior del motor es un gas no perfecto, lo que es una hipótesis más próxima a la realidad. Se han estudiado

diversas correlaciones para el cálculo de las propiedades del gas en función de la composición y la temperatura concluyéndose la idoneidad de hacer uso de las correlaciones facilitadas por la JANAF. A continuación, se han resuelto problemas de discontinuidades de contacto térmicas y de composición con diversos métodos numéricos. De la comparación entre la solución aportada por los mismos y la solución teórica se ha concluido que:

- De acuerdo a las características generales de los métodos numéricos empleados, los esquemas simétricos centrados de segundo orden introducen dispersión en la solución del transporte de especies químicas, que es función del mallado espacial aplicado en los conductos y especialmente importante en las regiones de discontinuidad. Por otro lado, los esquemas de alta resolución eliminan dicha dispersión pero pueden introducir un exceso de difusión. En el caso del esquema de alta resolución empleado en este estudio, el esquema TVD de limitación de flujo de Sweby, la difusión introducida es función del limitador de flujo seleccionado y del mallado espacial aplicado.
- El cálculo del gas como gas no-perfecto ha introducido diferencias en la evaluación de las condiciones termodinámicas en que se encuentra y en la determinación de la velocidad de propagación de las ondas. La magnitud de estas diferencias es función del valor que se le supone a γ y c_p en el cálculo como gas perfecto, que en cualquier caso, por las condiciones de flujo pulsante que se tienen, siempre serían erróneos. El hecho de que previamente a este trabajo se calculara en WAM con $\gamma = 1.4$ y $c_p = 1004.5 \text{ J/kgK}$ tanto en el sistema de admisión como de escape (a excepción del cálculo de la turbina de sobrealimentación) supone que la mejora introducida sea crítica y contribuya a la mejora de la capacidad predictiva de WAM tanto en la presente tesis como en otros trabajos que se realicen en el futuro.

6.1.1.2. Estructura de cálculo del modelo de acción de ondas

Previamente a la realización de este trabajo, el paso de integración de las ecuaciones de conservación en el modelo de acción de ondas era idéntico para todos los elementos del sistema. Este paso de integración se definía como el más restrictivo resultante de aplicar el criterio de estabilidad a conductos y depósitos; de esta definición surge la estructura de cálculo denominada CTD.

Se ha demostrado que el uso de esta estructura de cálculo introduce una penalización sobre el coste computacional salvable si cada conducto del sistema

se calcula de acuerdo a su propio criterio de estabilidad. A partir de esta idea se ha desarrollado la estructura de cálculo ITD, aplicable a todo modelo de acción de ondas, integrando adecuadamente la resolución de los elementos 1D, 0D, condiciones de contorno y el resto de rutinas de cálculo que componen el modelo.

La estructura de cálculo ITD propuesta se ha validado en el dominio temporal mediante la comparación medido-modelado con medidas instantáneas de presión en un motor y con los resultados proveídos por la estructura de cálculo tradicional CTD. No existe una influencia relevante sobre la precisión de los cálculos pero si una notable reducción del coste computacional: se encuentra entre el 30 % y el 50 %, en función del régimen de giro del motor y de las opciones de cálculo que se pueden seleccionar en WAM.

Estos resultados se han verificado con configuraciones más sencillas de silenciadores cuyo comportamiento acústico es bien conocido. Así, se ha podido determinar la precisión aportada por la estructura de cálculo ITD en el dominio de la frecuencia. De nuevo, se ha concluido que dentro del rango de frecuencias de interés la estructura de cálculo ITD provee tan buenos resultados como la CTD, pero además la mejora claramente a muy altas frecuencias, circunstancia que podría ser de interés en algunos estudios. En cuanto al coste computacional, de nuevo se ve reducido de manera notable. Para estas configuraciones la reducción alcanza valores entre el 25 % y el 75 %. Estos resultados indican que la geometría simulada y el mallado espacial aplicado poseen influencia sobre la mejora introducida por la estructura de cálculo ITD.

Por lo tanto, con el desarrollo e introducción en el modelo de acción de ondas de la estructura de cálculo ITD se mejora la relación entre precisión y coste computacional. Se demuestra de esta forma que, además del mallado espacial y de los métodos numéricos empleados, también la gestión temporal de la ejecución resulta crítica en la definición de las prestaciones de estos modelos. Esta mejora genérica ha dotado, con la visión puesta en el presente trabajo, de la flexibilidad suficiente para garantizar la utilidad de los modelos de sistemas de post-tratamiento al eliminar las restricciones que sus tiempos de cálculo pudieran introducir.

6.1.2. Modelo de filtro de partículas Diesel de flujo de pared

El modelo de filtro de partículas Diesel de flujo de pared propuesto en este trabajo permite la resolución de las condiciones del flujo en un par de canales entrada-salida. Se ha introducido la posibilidad de discretizar el monolito en la dirección radial mediante haces de canales concéntricos. Además, el filtro

de partículas puede estudiarse tanto de forma independiente, de acuerdo a lo realizado en este trabajo, como en configuraciones más complejas que contengan todos los elementos de un motor. El desarrollo conceptual del modelo contempla las siguientes aportaciones:

- Se trata del único modelo existente en la literatura que resuelve flujo unidimensional, no-estacionario, compresible y no-homoentrópico representando los canales del monolito con un único elemento unidimensional. Estas hipótesis garantizan el adecuado tratamiento del flujo cualquiera que sea la arquitectura de la línea de escape. El modelo incluye el cálculo de las pérdidas de presión producidas en los conos de entrada y salida del filtro.
- El grado de detalle de la discretización radial del monolito puede ser seleccionado por el usuario en función de sus necesidades.
- El submodelo de transporte de especies químicas contempla la conversión entre especies para una eventual extensión del modelo al estudio del filtrado y la regeneración.
- Se ha obtenido una expresión analítica para el cálculo de la velocidad del flujo a través del medio poroso que incluye el efecto Forchheimer tanto en la capa de partículas como en la pared porosa. Esta expresión ha sido obtenida bajo la hipótesis de velocidad variable a lo largo del espesor de la capa de partículas y constante en la pared porosa y que en ambas capas la pérdida de presión está gobernada por la ley de Darcy y por el efecto Forchheimer.
- Se ha adaptado la resolución de las condiciones de contorno mediante el Método de las Características a las particularidades del flujo en los canales del monolito. En concreto, se han desarrollado las expresiones analíticas para determinar el valor de las variables de Riemann y del nivel de entropía que llegan al extremo de los canales desde el interior de los mismos.
- La estructura de cálculo ITD se ha adaptado a la existencia de un modelo específico de filtro de partículas. Ha sido necesario por tratarse de un nuevo elemento unidimensional de características singulares, derivadas de la posibilidad de discretización radial.
- Del estudio de estabilidad y convergencia realizado se concluye la necesidad de calcular en los canales con un número CFL levemente inferior

a 1 con el método Lax-Wendroff de dos pasos. El mallado también ha de ser reducido; en este trabajo se ha utilizado un mallado espacial de 10 *mm* lo que supone haber definido 21 nodos de cálculo por canal.

6.1.2.1. Metodología de caracterización del medio poroso

El modelo propuesto se ha validado experimentalmente con el filtro de partículas limpio. La primera etapa de la validación ha consistido en la reproducción de ensayos en banco de flujo. La importancia de estos ensayos, como se describe en la literatura, radica en que ofrecen la posibilidad de obtener el valor de la permeabilidad de la pared porosa.

Adicionalmente, en este trabajo se ha propuesto una metodología fenomenológica para la estimación del valor de la porosidad y del diámetro medio de poro de la pared porosa en base al valor de permeabilidad obtenido de los ensayos en banco de flujo. La utilidad de este cálculo se encuentra en la posibilidad de obtener las variaciones de permeabilidad en función de la temperatura del gas o de las variaciones de la estructura porosa debidas a los procesos de filtrado y regeneración que pudiera sufrir el filtro de partículas.

6.1.2.2. Sensibilidad a la geometría del filtro de partículas

Una vez caracterizado el filtro de partículas y analizados los resultados aportados por el modelo en cuanto a las contribuciones a la pérdida de presión, se ha realizado un estudio de sensibilidad del modelo al efecto Forchheimer y a incertidumbres en los parámetros que definen la geometría del filtro de partículas. Los resultados obtenidos han sido:

- La aplicación de la expresión analítica obtenida en el desarrollo del modelo para el cálculo de la velocidad de pared se ha utilizado como un control adicional al comportamiento del modelo y ha permitido constatar, como se afirma en la literatura, que la contribución del efecto Forchheimer es despreciable en el rango de funcionamiento estudiado. Éste abarca, bajo condiciones de flujo estacionario, números de Reynolds hasta 150000 a la entrada del filtro de partículas.
- La longitud del monolito posee influencia despreciable sobre la pérdida de presión, incluso con incertidumbres en su valor de hasta el $\pm 10\%$.
- El diámetro del monolito es crítico en la definición geométrica del monolito en cuanto a su influencia sobre la pérdida de presión. Incertidumbres

en el valor del diámetro del $\pm 5\%$ suponen variaciones en la pérdida de presión superiores al 5% a elevados números de Reynolds. Ello se debe a la influencia que ejerce sobre la determinación del número de canales y la permeabilidad de la pared porosa.

- La estructura celular de los canales está determinada por la densidad de celdas, valor con incertidumbre asociada escasa, y bien el lado del canal o el espesor de la pared porosa. De acuerdo a los resultados del estudio de sensibilidad, para minimizar la incertidumbre sobre el ajuste de los coeficientes de descarga del modelo y la pérdida de presión predicha se concluye la idoneidad de determinar con precisión el espesor de la pared porosa para usarla como variable de entrada al modelo junto con la densidad de celdas por unidad de área.
- Incertidumbres de hasta el 10% en el valor del volumen de los conos de entrada y salida del filtro de partículas posee una influencia despreciable sobre el valor de la pérdida de presión calculada por el modelo.

6.1.2.3. Predicción de la respuesta acústica

La segunda etapa de la validación se ha realizado en condiciones de flujo pulsante en un banco de impulsos, lo que acerca las condiciones de operación a las reales en un motor de combustión interna alternativo. Se ha obtenido gran coincidencia entre la respuesta experimental y la respuesta predicha por el modelo.

En el dominio temporal se han comparado, a partir de la imposición de la presión incidente medida, el pulso de presión reflejado por el monolito y la presión transmitida aguas abajo. El modelo ha mostrado gran capacidad para reproducir con precisión la respuesta dinámica del filtro de partículas, con sensibilidad a pequeñas variaciones en los pulsos de presión incidente.

En el dominio de la frecuencia se han obtenido resultados notables dentro del rango de frecuencias de interés. Estos resultados han permitido revelar el potencial del modelo propuesto como herramienta valiosa para el análisis del comportamiento de los filtros de partículas desde un punto de vista acústico.

6.1.2.4. Submodelo de transmisión de calor

Como tercera y última fase de la validación del modelo se ha procedido al ensayo del filtro de partículas en un banco de motor con flujo pulsante y caliente, condiciones de funcionamiento reales. En esta ocasión al modelo se le

ha impuesto la presión instantánea aguas arriba y aguas abajo; es decir, se ha impuesto la pérdida de presión. El objetivo era determinar la capacidad del modelo para predecir el flujo másico trasegado por el filtro de partículas en diferentes puntos de funcionamiento, lo que se ha logrado con suficiencia.

Pero, dado que en esta ocasión los ensayos se realizaban en caliente, para tener en cuenta las pérdidas de calor del filtro a través de su superficie exterior y la influencia sobre las condiciones del fluido, ha sido necesario desarrollar una nueva herramienta de cálculo: un submodelo de transmisión de calor para DPF.

Este nuevo submodelo realiza el cálculo de la transmisión de calor desde el gas a las paredes y desde éstas al exterior. En cada medio poroso entre un par de canales entrada-salida se han localizado tres nodos de cálculo de temperatura en cada posición axial de cálculo de los canales. De esta manera la distribución de temperatura de pared en el medio poroso queda definida de manera bidimensional. Además se ha incluido transmisión de calor en la dirección radial del monolito entre haces de canales, de manera que es posible obtener la distribución radial de temperatura de pared también en esta dirección. Por último, el modelo se ha extendido al cálculo de la temperatura de pared sobre la superficie exterior del filtro de partículas, de nuevo con resolución en sentido axial y radial.

El modelo incluye la opción de calcular la transmisión de calor teniendo en cuenta la inercia térmica de los materiales y en una versión de convergencia rápida en la que ésta no se considera. Esta última posibilidad permite acelerar la convergencia de los cálculos en condiciones de funcionamiento estacionarias. Se ha comprobado con éxito la coincidencia de la solución entre ambas propuestas.

Con ayuda de este submodelo, el modelo de filtro de partículas ha mostrado su capacidad para predecir también la temperatura de salida del gas de escape, con independencia del número de haces de canales concéntricos utilizados. Con respecto a la temperatura de pared se ha concluido la necesidad de disponer de un mayor número de haces de canales.

La elección del número de haces de canales estaría también supeditada al coste computacional del modelo. Se ha estimado que éste, en orden de magnitud, supondría un 15% del coste computacional de la simulación de un motor completo. Aunque la optimización del código podría reducir este porcentaje notablemente, el orden de magnitud que ofrece justifica el esfuerzo realizado hacia la reducción de los tiempos de cálculo asociados al modelo de acción de ondas.

6.1.3. Otras aportaciones

Aunque no se trate de una aportación tangible como tal, es importante resaltar el ingente trabajo de programación que ha supuesto el desarrollo de cada una de las herramientas de cálculo que se han presentado en este trabajo.

El análisis previo que se realizó antes de iniciar las diferentes tareas condujo a tomar la decisión de programar todo el modelo de acción de ondas en código C++ orientado a objetos. Este proceso ha permitido dotar al código fuente de una estructura mucho más modular y ordenada en la que los usuarios avanzados disfrutan de mayores facilidades a la hora de identificar y estudiar los diferentes submodelos ya implementados, de modificarlos en su caso o de desarrollar nuevos submodelos de manera más sencilla y estructurada. Además, el proceso de reprogramación ha permitido optimizar y depurar la programación de algunas rutinas de cálculo. A partir de este trabajo, y para poner en valor el esfuerzo invertido en la nueva programación del código fuente, se ha confeccionado también un manual científico en el que se recogen los procedimientos de resolución de las condiciones de contorno presentes en WAM [1].

6.2. Trabajos futuros

De las herramientas desarrolladas en la presente tesis se derivan una serie de vías de investigación de carácter científico y tecnológico relacionadas con los modelos de acción de ondas, los modelos de DPF y el concurso de ambos.

Sobre el modelo de acción de ondas.

- Se ha abordado la problemática de la relación entre precisión y tiempo de cálculo desde una nueva perspectiva definida por la gestión del avance temporal de la ejecución. En trabajos anteriores ya se abordó esta misma problemática desde el punto de vista del método numérico en diferencias finitas aplicado a la resolución de los elementos 1D [2]. Los beneficios obtenidos de esta serie de trabajos sugieren que habrían de cerrarse con una revisión del planteamiento de la resolución de las condiciones de contorno que incremente el orden de precisión de la solución a segundo orden y a su vez contribuya a optimizar el coste computacional [3].
- El tratamiento que se ha realizado en el sistema de ecuaciones de conservación acerca de la ganancia o pérdida de flujo másico y entálpico a

través del medio poroso es susceptible de aplicarse al desarrollo de submodelos para otros elementos del motor. Se abre un campo de aplicación en el modelado de las turbinas y compresores de geometría variable en cuanto al paso del flujo a través de los diferentes elementos que constituyen el estator de la turbomáquina, en el estudio de conductos perforados en silenciadores o en conductos de escape de doble pared con difusión de EGR de una cámara a otra y en el análisis de monolitos porosos en general.

Sobre el modelo de filtro de partículas Diesel de flujo de pared.

- En la presente tesis se ha desarrollado un modelo de filtro de partículas Diesel de flujo de pared que aborda el estudio termofluidodinámico de estos sistemas en condiciones de operación sin acumulación de partículas. El modelo quedaría completo, desde el punto de vista del análisis que se plantea, con el desarrollo de submodelos apropiados para el estudio del filtrado y la regeneración, para los cuales el modelo propuesto ya se encuentra adaptado. La complejidad, peculiaridades e implicaciones ligadas al análisis de estos procesos aconseja su estudio en trabajos futuros.

En la figura 6.1 se muestra el esquema de la estructura de cálculo hacia la que debería de converger el modelo. Como se presenta, el cálculo de la pérdida de presión y de la transmisión de calor del filtro de partículas, en condiciones de filtro con acumulación de partículas, necesitaría del submodelo de regeneración para el cálculo del calor liberado en las reacciones de oxidación de las partículas y de la fracción másica de cada especie química a la salida del medio poroso. Este último cálculo se ha adelantado en este trabajo para dar completitud al sistema de ecuaciones de conservación propuesto.

Con este submodelo sería posible también realizar la evaluación de la masa de partículas acumulada en el medio poroso en cada instante de tiempo mediante su conexión a un submodelo de filtrado del tipo *slabs* [4]. La masa de partículas acumulada sería un dato de entrada al submodelo de filtrado, con el que sería posible determinar:

- La eficiencia de filtrado (E), dato de entrada al submodelo de regeneración.
- El grado de saturación de la pared porosa, determinando con ello la influencia sobre el valor de la permeabilidad (k_w) y, en su caso, la

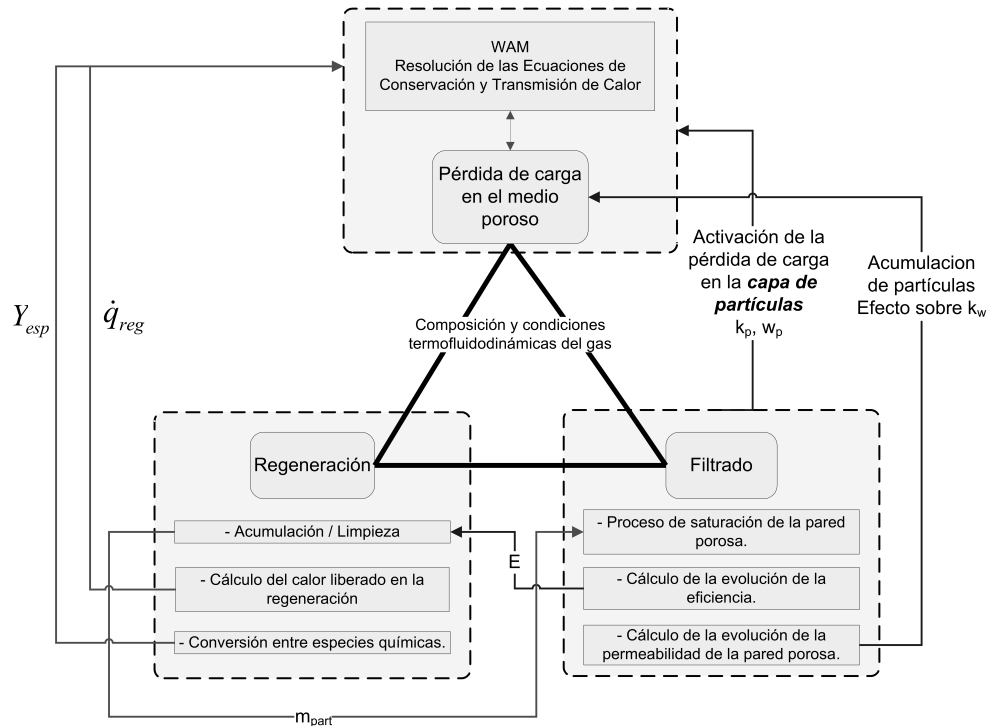


Figura 6.1. Esquema de un modelo integral para el cálculo termofluidodinámico de filtros de partículas Diesel de flujo de pared.

existencia de la capa de partículas y sus propiedades microestructurales (k_p , w_p). Este conjunto de resultados serían datos de entrada a WAM para la resolución del sistema de ecuaciones de conservación.

- Una vez se dispusiera de un submodelo de filtrado con el que calcular la evolución de la porosidad o la permeabilidad con el nivel de acumulación de partículas, podría acometerse la validación, y eventual mejora, de la metodología propuesta para la caracterización de la estructura porosa del monolito, esto es, la estimación de la porosidad y del diámetro medio de poro.
- Una de las debilidades del modelo propuesto es el tratamiento de los conos de entrada y salida al filtro de partículas por su comportamiento esencialmente tridimensional. Como mejora al modelo, para aquellos estudios en los que pudiera resultar crítico, se propone su acoplamiento a códigos 3D para la simulación de estos elementos. Así se obtendría

la distribución radial del flujo másico a la entrada del monolito, lo que contribuiría a optimizar la elección de la discretización radial del mismo.

- El submodelo de transmisión de calor para monolitos de flujo de pared presentado en este trabajo habría de someterse a un proceso de validación experimental más exhaustivo. Debería incluir un rango de condiciones de operación más amplio en el que se considerase también aspectos propios de los procesos de regeneración en diferentes condiciones de funcionamiento. Una parte importante de este estudio teórico-experimental sería el desarrollo de técnicas experimentales apropiadas para la medida de temperatura en el interior del monolito. Estas técnicas habrían de garantizar una buena medida en condiciones de funcionamiento extremas como son transitorios de carga del motor o transitorios térmicos asociados al proceso de regeneración.
- Usando como base el modelo de filtro de partículas desarrollado (y sus futuras mejoras de índole química), se propone la introducción en el modelo de acción de ondas de nuevos submodelos para el estudio de otros sistemas de post-tratamiento, como los catalizadores de oxidación, ampliamente implantados en la actualidad, u otros equipos como los sistemas SCR.

De carácter tecnológico.

- El estado actual de desarrollo del modelo permite iniciar estudios de aplicación en los que se analice la interacción entre el motor y el filtro de partículas. Uno de los trabajos que suscita mayor interés por las implicaciones tecnológicas y comerciales que podría alcanzar es el estudio del posicionamiento del filtro de partículas aguas arriba de la turbina. La consideración de flujo compresible y no-estacionario que se realiza en el modelo garantiza sus prestaciones de cálculo en estas condiciones de funcionamiento.

En [5] se introducen nuevos diseños de colectores de escape con diferentes configuraciones del filtro de partículas en esta localización; se plantea su posicionamiento como un único monolito situado aguas arriba de la turbina y la posibilidad de disponer de monolitos de menor tamaño emplazados a la salida de las pipas de escape. El objetivo de estos estudios sería el de converger hacia colectores de escape multifuncionales. En ellos se realizarían funciones de post-tratamiento de los gases de escape con

aislamiento térmico basado en conductos de doble pared; la cámara aislante entre las dos paredes del colector de escape serviría de conducto para el sistema de EGR.

La complejidad de la propuesta planteada requiere que su análisis combine el empleo de técnicas experimentales con estudios de cálculo computacional.

- El potencial mostrado por el modelo de filtro de partículas propuesto en la predicción del comportamiento acústico, unido al ya conocido del modelo de acción de ondas WAM [6, 7], sugiere su aplicación práctica a futuros estudios. En este aspecto, por la innovación que supone el diseño del colector de escape multifuncional planteado en el punto anterior, resultaría de interés el estudio de su potencial como sistema silenciador. Con el concurso del modelo de acción de ondas WAM como única herramienta de cálculo sería posible acometer este tipo de análisis. Se debería de abordar el estudio de los efectos sobre el comportamiento acústico del motor tanto del monolito, instalado muy cerca de las pipas de escape, como del sistema de EGR, de características acústica de interés al quedar emplazado en la cámara aislante del colector de doble pared.

Bibliografía

- [1] Piqueras P. “Contribución a la mejora de la simulación de la combustión y de la metodología de cálculo de un modelo de acción de ondas”. Tesina del Máster en Motores de Combustión Interna Alternativos del Departamento de Máquinas y Motores Térmicos de la Universidad Politécnica de Valencia, 2008.
- [2] Arnau F.J. *Aportaciones al cálculo numérico para el modelado del flujo compresible unidimensional en conductos de M.C.I.A.* Tesis Doctoral, Universidad Politécnica de Valencia, Noviembre 2003.
- [3] Chae K.S., Lee K.T., Hwang C.J. y Lee D.J. “Formulation and validation of boundary conditions at a branched junction for nonlinear waves”. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 295, pp. 13–27, 2006.
- [4] Mohammed H., Triana A.P., Yang S.L. y Johnson J.H. “An advanced 1D 2-layer catalized Diesel particulate filter model to simulate: filtration by the wall and particulate cake, oxidation in the wall and particulate cake by NO₂ and O₂ and regeneration by heat addition”. *SAE Technical Paper 2006-01-0467*, 2006.
- [5] Payri F., Desantes J.M., Galindo J. y Serrano J.R. “Colector de escape de un motor alternativo turbo sobrealimentado”. Solicitud de patente P200900482. Fecha de prioridad 13/02/2009. Oficina Española de Patentes y Marcas, 2009.
- [6] Broatch A., Serrano J.R., Arnau F.J. y Moya D. “Time-domain computation of muffler frequency response: comparison of different numerical schemes”. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 305 n° 1-2, pp. 333–347, 2007.

- [7] Galindo J., Serrano J.R., Arnau F.J. y Piqueras P. “High-frequency response of a calculation methodology for gas dynamics based on Independent Time Discretisation”. *Mathematical and Computer Modelling*, Vol. 50 n° 5-6, pp. 812–822, 2009.

Índice Bibliográfico

- .
JANAF Thermodynamical Tables, 1962, Addendum 1966.
Dow Chemical Company. (citado en pp. 81, 82, 83, 84)
- .
Diesel filter systems.
DieselNet Technology Guide, www.dieselnet.com, June 2005. (citado en p. 36)
- .
Wall-flow monoliths.
DieselNet Technology Guide, www.dieselnet.com, September 2005. (citado en pp. 17, 19, 38)
- .
www.ceramics.nist.gov.
Ceramics WebBook, NIST Property Data Summaries, 2009. (citado en p. 238)
- .
www.thermalceramics.com.
Thermal Ceramics, Division of the Morgan Crucible Company, UK, 2009. (citado en p. 238)
- 3M Company.**
3M Nextel Diesel filter cartridges for particulate emission control.
Designer Guide, 1995. (citado en p. 21)
- Allam S.**
Acoustic modelling and testing of advanced exhaust system components for automotive engines.
Tesis Doctoral, The Marcus Wallenberg Laboratory for Sound and Vibration Research, Department of Aeronautical and Vehicle Engineering, The Royal Institute of Technology (KTH), 2004. (citado en pp. 56, 218)
- Allam S. y Abom M.**
Acoustic modelling and testing of Diesel particulate filters.
Journal of Sound and Vibration, Vol. 288, pp. 255–273, 2005.
(citado en pp. 56, 207, 213, 218)
- Allam S. y Abom M.**
Modeling and testing of after-treatment devices.
Journal of Vibration and Acoustics, Vol. 128, pp. 347–356, 2006. (citado en pp. 56, 218)

Allam S. y Abom M.

Sound propagation in an array of narrow porous channels with application to Diesel particulate filters.

Journal of Sound and Vibration, Vol. 291, pp. 882–901, 2006. (citado en pp. 56, 218)

Ambs J.L.

Disposable and reusable Diesel exhaust filters.

U.S. Bureau of Mines Information Circular, IC 9324, pg. 67, 1992. (citado en p. 25)

Arnau F.J.

Aportaciones al cálculo numérico para el modelado del flujo compresible unidimensional en conductos de M.C.I.A.

Tesis Doctoral, Universidad Politécnica de Valencia, Noviembre 2003.

(citado en pp. 6, 7, 9, 69, 70, 71, 72, 73, 85, 86, 127, 143, 267)

Arnau J.M., Jerez S., Jódar L. y Romero J.V.

A semi-implicit Conservation Element-Solution Element Method for chemical species transport simulation to tapered ducts of internal combustion engine.

Mathematics and Computers in Simulation, Vol. 73, pp. 28–37, 2006. (citado en p. 66)

Arnau J.M., Navarro E., Roselló M.D. y Arnau F.J.

An iterative method to obtain analytical-numerical approximation of the one-dimensional gas flow transport solution in conical ducts.

Mathematical and Computer Modelling, Vol. 41 n° 4-5, pp. 407–416, 2005.

(citado en p. 70)

Arrègle J., García J.M., López J.J. y Fenollosa C.

Development of a zero-dimensional Diesel combustion model. Part 1: Analysis of the quasi-steady diffusion combustion phase.

Applied Thermal Engineering, Vol. 23 n° 11, pp. 1301–1317, 2003. (citado en p. 81)

Arrègle J., García J.M., López J.J. y Fenollosa C.

Development of a zero-dimensional Diesel combustion model. Part 2: Analysis of the transient initial and final diffusion combustion phases.

Applied Thermal Engineering, Vol. 23 n° 11, pp. 1319–1331, 2003. (citado en p. 81)

Arrègle J., López J.J., Martín J. y Mocholí E.M.

Development of a mixing and combustion zero-dimensional model for Diesel engines.

In *SAE Technical Paper 2006-01-1382*, 2006. (citado en pp. 8, 78, 81)

Ban S., Nagai Y., Kobashi K. y Yanagihara H.

Particulate trap for Diesel engine.

US Patent 5,908,480 (Sumitomo Electric Ind.), 1999. (citado en p. 24)

Barataud C., Bardon S., Bouteiller B., Gleize V., Charlet A. y Higelin P.

Diesel particulate filter optimization.

In *SAE Technical Paper 2003-01-0376*, 2003. (citado en p. 18)

Bardon S., Bouteiller B., Bonnail N., Girot P., Gleize V., Oxarango L., Higelin P., Michelin J., Schuerholz S. y Terres F.

Asymmetrical channels to increase DPF lifetime.

In *SAE Technical Paper 2004-01-950*, 2004. (citado en pp. 26, 245)

Baruah P.C., Benson R.S. y Balocuh S.K.

Performance and emission predictions for a multi-cylinder spark ignition engine with exhaust gas recirculation.

In *SAE Technical paper 780663*, 1978. (citado en p. 76)

Baruah P.C., Benson R.S. y Gupta H.N.

Performance and emission predictions for a multi-cylinder spark ignition engine with catalytic converter.

In *SAE Technical paper 780663*, 1978. (citado en p. 76)

Bejan A.

Convection Heat Transfer.

John Wiley and Sons, New York, 1985. (citado en p. 41)

Benajes J., Luján J.M., Bermúdez V. y Serrano J.R.

Modelling of turbocharged Diesel engines in transient operation. Part 1: Insight into the relevant physical phenomena.

Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: Journal of Automobile Engineering, Vol. 216 n° 5, pp. 431–441, 2002. (citado en p. 7)

Benson R.S.

Unsteady isentropic flow with variable specific heats.

Technical note, Journal of Royal Aeronautical Society, Vol. 60, pp. 347–348, 1956. (citado en p. 76)

Benson R.S.

The thermodynamics and gas dynamics of internal-combustion engines, volume 1.

Clarendon Press Oxford, 1982. (citado en pp. 5, 54, 66, 73, 76, 162, 163)

Benson R.S., Annand W.J.D. y Baruah P.C.

A simulation model including intake and exhaust systems for a single cylinder four stroke cycle spark ignition engine.

International Journal of Mechanical Science, Vol. 17, pp. 97–124, 1975. (citado en p. 76)

Bisset E.J.

Mathematical model of the thermal regeneration of a wall-flow monolith Diesel particulate filter.

Chemical Engineering Science, Vol. 39 n° 7-8, pp. 1233–1244, 1984. (citado en pp. 3, 47, 51, 146)

Bloom R.

The development of fiber wound Diesel particulate filter cartridges.

In *SAE Technical Paper 950152*, 1995. (citado en p. 20)

Boger T. y Heibel A.

Heat transfer in conductive monolith structures.

Chemical Engineering Science, Vol. 60, pp. 1823–1835, 2005. (citado en pp. 239, 245)

Brillant S. y Zikoridse G.

Metal fibre Diesel particulate filter: function and technology.

In *SAE Technical Paper 2005-01-0580*, 2005. (citado en p. 24)

Broatch A.

Medida de la respuesta acústica de silenciadores.

Tesis Doctoral, Universidad Politécnica de Valencia, 1995. (citado en p. 202)

Broatch A., Serrano J.R., Arnau F.J. y Moya D.

Time-domain computation of muffler frequency response: comparison of different numerical schemes.

Journal of Sound and Vibration, Vol. 305 n° 1-2, pp. 333–347, 2007. (citado en pp. 70, 74, 109, 114, 116, 121, 271)

Burcat A. y Ruscic B.

Third millennium ideal gas and condensed phase thermochemical database for combustion with updates from active thermochemical tables.

ANL-05/20 and TAE 960 Technion-IIT, Aerospace Engineering, and Argonne National Laboratory, Chemistry Division, September 2005. (citado en pp. 82, 83, 84)

Canuto C., Hussaini M.Y., Quateroni A. y Zang T.A.

Spectral methods in fluid dynamics.

Springer, Berlin, 1987.

(citado en p. 52)

Chae K.S., Lee K.T., Hwang C.J. y Lee D.J.

Formulation and validation of boundary conditions at a branched junction for nonlinear waves.

Journal of Sound and Vibration, Vol. 295, pp. 13–27, 2006.

(citado en p. 267)

Chakravarthy S.R. y Osher S.

High resolution applications of the Osher upwind scheme for the Euler equations.

In *Proc. AIAA 6th Computational Fluid Dynamics Conference*, pp. 363-373, 1983.

(citado en p. 127)

Chorin A.J.

Random choice solution of hyperbolic systems.

Journal of Computational Physics, Vol. 22, pp. 517–533, 1976.

(citado en p. 85)

Chung H.Y., Dema K.B., Keh B. y Barris M.A.

Ceramic filter construction and method.

US Patent 5,250,094 (Donaldson), 1993. (citado en p. 21)

Churchill S.W. y Bernstein M.

A correlating equation for forced convection from gases and liquids to a circular cylinder in crossflow.

Journal of Heat Transfer, Vol. 99, pp. 300–306, 1977.

(citado en p. 237)

Corberán J.M.

Contribución al modelado del proceso de renovación de la carga.

Tesis Doctoral, Universidad Politécnica de Valencia, 1984.

(citado en pp. 5, 6, 76, 144, 156, 162, 163)

Corberán J.M. y Gascón Ll.

New method to calculate unsteady 1-D compressible flow in pipes with variable cross-section. Application to the calculation of the flow in intake and exhaust pipes of IC engines.

Proceedings of the ASME Internal Combustion Engine Division Spring Meeting, ICE Engine Modeling, Vol. 23, pp. 77–87, 1995.

(citado en p. 70)

Corberán J.M. y Gascón Ll.

TVD schemes for the calculation of flow in pipes of variable cross-section.

Mathematical and Computer Modelling, Vol. 21, pp. 85–92, 1995.

(citado en p. 70)

Courant R., Friedrichs K.O. y Lewy H.

Über die partiellen Differenzgleichungen der mathematischen Physik.

Mathematische Annalen, Vol. 100, pp. 32–74, 1928.

(citado en p. 99)

Cunningham P. y Meckl P.

1-D dynamic Diesel particulate filter model for unsteady pulsating flow.

In *SAE Technical Paper 2007-01-1140*, 2007.

(citado en p. 146)

Daneshyar H.

One-Dimensional Compressible Flow.

Pergamon Press, Oxford, 1976.

(citado en p. 68)

DePetrillo F.

Rypos trap active Diesel particulate filter system: field demonstration.

In *US DOE, 8th Diesel Emissions Reduction Conference (DEER), San Diego, CA, August 2002*, 2002.

(citado en p. 24)

Desantes J.M., Chust M.D. y Llorens J.

Análisis comparativo de métodos numéricos para la resolución del flujo no estacionario en colectores de motores de combustión internal alternativos.

In *II Congreso de Métodos Numéricos en Ingeniería F. Ambarina y M. Casteleiro (Eds.)*, 1993.

(citado en p. 6)

Desantes J.M., Torregrosa A., Broatch A. y Climent H.

Silencing capabilities of non-silencer elements: an underused potential?

In *4th Styrian Noise, Vibration & Harshness Congress, Graz, Austria*, November 15-17, 2006.

(citado en pp. 56, 212, 218)

Dolz V.

Contribución al modelado de la transmisión de calor en los MCI y su aplicación en el aprovechamiento energético de los gases de escape durante los transitorios de carga.

Tesis Doctoral, Universidad Politécnica de Valencia, 2006.

(citado en pp. 7, 219, 232, 237)

Donaldson C.

Note on the importance of imperfect gas effects and variation of heat capacities on the isentropic flow of gases.

NACA-RM-L8J14, December 1948. (citado en p. 79)

Dullien F.A.L.

Porous Media. Fluid Transport and Pore Structure.

Academic Press, New York, 1992.

(citado en pp. 29, 32, 45, 153)

Eastwood P.

Critical topics in exhaust gas aftertreatment.

Research Studies Press Ltd., Baldock, Hertfordshire, England, 2000.

(citado en pp. 23, 36)

Fang C.P y Kittelson D.B.

The influence of a fibrous Diesel particulate trap on the size distribution of emitted particles.

In *SAE Technical Paper 840362*, 1984.

(citado en p. 23)

Ferrari G. y Onorati A.

A comprehensive 1-D model for the simulation of gas flow through I.C. engine pipe systems with chemical species tracking.

In *FISITA '98 Congress, Paris*, 1998.

(citado en pp. 65, 81)

Gaiser G. y Mucha P.

Prediction of pressure drop in Diesel particulate filters considering ash deposit and partial regeneration.

In *SAE Technical Paper 2004-01-0158*, 2004.

(citado en pp. 38, 52)

Galindo J.

Diseño de uniones de colectores de escape de motores alternativos.

Tesis Doctoral, Universidad Politécnica de Valencia, 1998.

(citado en pp. 6, 76)

Galindo J., Bermúdez V., Serrano J.R. y López J.J.

Cycle-to-cycle Diesel combustion characterization during engine transient operation.
In *SAE Technical Paper 2001-01-3262*, 2001. (citado en p. 97)

Galindo J., Climent H., Guardiola C. y Doménech J.

Modeling the vacuum circuit of a pneumatic valve system.
Journal of Dynamic Systems, Measurement, and Control, Vol. 131, pp. 031011–1, 2009.
(citado en p. 6)

Galindo J., Luján J.M., Serrano J.R., Dolz V. y Guilain S.

Design of an exhaust manifold to improve transient performance of a high-speed turbocharged Diesel engine.
Experimental Thermal and Fluid Science, Vol. 28 n° 8, pp. 863–875, 2004.
(citado en p. 64)

Galindo J., Luján J.M., Serrano J.R., Dolz V. y Guilain S.

Description of a heat transfer model suitable to calculate transient processes of turbocharged Diesel engines with one-dimensional gas-dynamic codes.
Applied Thermal Engineering, Vol. 26 n° 1, pp. 66–76, 2006. (citado en pp. 64, 219, 232)

Galindo J., Luján J.M., Serrano J.R. y Hernández L.

Combustion simulation of turbocharger HSDI Diesel engines during transient operation using neural networks.
Applied Thermal Engineering, Vol. 25 n° 5-6, pp. 877–898, 2005. (citado en p. 97)

Galindo J., Serrano J.R., Arnau F.J. y Piqueras P.

Description and analysis of a one-dimensional gas-dynamic model with Independent Time Discretization.
In *Proceedings of the ASME Internal Combustion Engine Division 2008 Spring Technical Conference ICES2008*, 2008. (citado en pp. 64, 73, 103)

Galindo J., Serrano J.R., Arnau F.J. y Piqueras P.

High-frequency response of a calculation methodology for gas dynamics based on Independent Time Discretisation.
Mathematical and Computer Modelling, Vol. 50 n° 5-6, pp. 812–822, 2009.
(citado en pp. 110, 173, 271)

Galindo J., Serrano J.R., Climent H. y Arnau F.J.

New one-dimensional fluid-dynamic model for automotive intercoolers.
In *8th European Automotive Congress (EAEC-FISITA)*, Bratislava, 2001.
(citado en p. 6)

Gascón Ll.

Estudio de esquemas en diferencias finitas para el cálculo del flujo compresible, unidimensional, no estacionario y no isoentrópico.
Tesis Doctoral, Universidad Politécnica de Valencia, 1995. (citado en pp. 69, 73, 146)

Gascón Ll. y Corberán J.M.

Construction of second-order TVD schemes for nonhomogeneous hyperbolic conservation laws.
Journal of Computational Physics, Vol. 172, pp. 261–297, 2001. (citado en pp. 70, 100)

Godunov S.K.

A difference scheme for numerical computation of discontinuous solutions of hydrodynamics equations.

Mathematics of the USSR-Sbornik, Vol. 47, pp. 271–306, 1959.

English translation in US Joint Publication Research Service, JPRS 7226, 1969.

(citado en p. 85)

Gropi G. y Tronconi E.

Continuous vs. discrete models of non-adiabatic monolith catalyst.

AIChE Journal, Vol. 42 n° 8, pp. 2382–2387, 1996.

(citado en pp. 52, 238)

Guderley G.

Non-stationary gas flow in thin pipes of variable cross section.

NACA TM 1196 (Translated from ZWB, Forschungsbericht n° 1744, 1942), December 1948.

(citado en p. 76)

Guo Z. y Zhang Z.

A one-dimensional numerical model for Diesel particulate trap performance study during loading and regeneration.

International Journal of Engine Research, Vol. 6 n° 3, pp. 247–262, 2005.

(citado en pp. 52, 53)

Haberkamp W. y Yonushonis T.M.

High temperature composite ceramic filter.

US Patent 6,444,006 (Fleetguard), 2002. (citado en p. 22)

Haralampous O. y Koltsakis G.C.

Intra-layer temperature gradients during regeneration of Diesel particulate filters.

Chemical Engineering Science, Vol. 57, pp. 2345–2355, 2002.

(citado en p. 245)

Haralampous O.C., Koltsakis G.C. y Samaras Z.C.

Partial regenerations in Diesel particulate filters.

In *SAE Technical Paper 2003-01-1881*, 2003.

(citado en p. 52)

Hirsch C.

Numerical computation of internal and external flows. Volume 2. Computational methods for inviscid and viscous flows.

John Wiley & Sons, Chichester (England) and New York, 1990.

(citado en p. 127)

Holman J.P.

Transferencia de calor.

McGraw-Hill, Interamericana de España, 1998.

(citado en p. 238)

Howitt J. y Montierth M.

Cellular ceramic Diesel particulate filter.

In *SAE Technical Paper 81104*, 1981.

(citado en p. 17)

Ichikawa S., Uchida Y., Otsuka A., Harada T. y Hamanaka T.

Material development of high porous SiC for catalyzed Diesel particulate filters.

In *SAE Technical Paper 2003-01-0380*, 2003.

(citado en p. 30)

Incropera F.P. y De Witt D.P.

Fundamentos de transferencia de calor.

Prentice Hall, 1999.

(citado en p. 237)

Kandylas I.P., Haralampous O.A. y Koltsakis G.C.Diesel soot oxidation with NO₂: engine experiments and simulations.*Industrial and Engineering Chemistry Research*, Vol. 41 n° 22, pp. 5372–5384, 2002.

(citado en p. 149)

Kee R.J., Rupley F.M. y Miller J.A.

The Chemkin Thermodynamic Database, 1992. (citado en pp. 82, 83, 84)

Khair M.G.

A review of Diesel particulate filter technologies.

In *SAE Technical Paper 2003-01-2303*, 2003.

(citado en p. 36)

Kittelsohn D.B.

Engines and nanoparticles, a review.

Journal of Aerosol Science, Vol. 29 n° 5-6, pp. 575–588, 1998.

(citado en p. 14)

Kolaczowski S.T., Crumpton P. y Spence A.

Modelling of heat transfer in non-adiabatic monolithic reactors.

Chemical Engineering Science, Vol. 43 n° 2, pp. 227–231, 1984.

(citado en p. 52)

Koltsakis G.C. y Stamatelos A.M.

Modes of catalytic regeneration in Diesel particulate filters.

Industrial and Engineering Chemistry Research, Vol. 36 n° 10, pp. 4155–5165, 1997.

(citado en p. 52)

Konstandopoulos A.G.

Flow resistance descriptors for Diesel particulate filters: definitions, measurements and testing.

In *SAE Technical Paper 2003-01-0846*, 2003.

(citado en pp. 32, 33, 38, 182)

Konstandopoulos A.G.

Update on simulation of Diesel particulate emission control systems.

Ulysses. Modelling and Simulation Workshop. The future propulsion as One System, Cracow, May 2009. (citado en pp. 3, 56)

Konstandopoulos A.G. y Johnson J.H.

Wall-flow Diesel particulate filters - Their pressure drop and collection efficiency.

In *SAE Technical Paper 890405*, 1989.

(citado en pp. 41, 50, 51)

Konstandopoulos A.G. y Kostoglou M.

Reciprocating flow regeneration of soot filters.

Combustion and Flame, Vol. 121 n° 3, pp. 488–200, 2000.

(citado en p. 52)

Konstandopoulos A.G., Kostoglou M. y Housiada P.

Spatial non-uniformities in Diesel particulate trap regeneration.

In *SAE Technical Paper 2001-01-0908*, 2001.

(citado en pp. 52, 239, 245)

Konstandopoulos A.G., Kostoglou M., Skaperdas E., Papaioannou E., Zarvalis D. y Kladopoulou E.

Fundamental studies of Diesel particulate filters: transient loading, regeneration and aging.

In *SAE Technical Paper 2000-01-1016*, 2000.

(citado en pp. 34, 40, 42, 45)

Konstandopoulos A.G., Kostoglou M., Vlachos N. y Kladopoulou E.

Progress in Diesel particulate filter simulation.

In *SAE Technical Paper 2005-01-0946*, 2005.

(citado en pp. 3, 19)

- Konstandopoulos A.G., Skaperdas E. y Masoudi M.**
Inertial contributions to the pressure drop of Diesel particulate filters.
In *SAE Technical Paper 2001-01-0909*, 2001. (citado en pp. 44, 45, 152)
- Konstandopoulos A.G., Skaperdas E. y Masoudi M.**
Microstructural properties of soot deposits in Diesel particulate traps.
In *SAE Technical Paper 2002-01-1015*, 2002. (citado en pp. 43, 153)
- Konstandopoulos A.G., Skaperdas E., Warren J. y Allansson R.**
Optimized filter design and selection criteria for continuously regenerating Diesel particulate traps.
In *SAE Technical Paper 1999-01-0468*, 1999. (citado en pp. 41, 52)
- Konstandopoulos A.G., Vlachos N., Stavropoulos I. y Skopa S.**
Study of a sintered metal Diesel particulate trap.
In *SAE Technical Paper 2005-01-0968*, 2005. (citado en p. 24)
- Kuwabara S.**
The forces experienced by randomly distributed parallel circular cylinders or spheres in a viscous fluid at small Reynolds numbers.
Journal of the Physical Society of Japan, Vol. 14, pp. 527–532, 1959.
(citado en pp. 32, 182)
- Laney C.B.**
Computational Gasdynamics.
Cambridge University Press, 1998. (citado en p. 127)
- Lapuerta M., Armas O. y Hernández J.J.**
Diagnosis of D.I. Diesel combustion from in-cylinder pressure signal by estimation of mean thermodynamic properties of the gas.
Applied Thermal Engineering, Vol. 19 n° 5, pp. 513–529, 1999. (citado en p. 81)
- Lapuerta M., Ballesteros R. y Agudelo J.R.**
Effect of the gas state equation on the thermodynamic diagnostic of diesel combustion.
Applied Thermal Engineering, Vol. 26, pp. 1492–1499, 2006. (citado en p. 79)
- Le Veque R. J.**
Numerical methods for conservation laws.
ETH Zurich, 1992. (citado en p. 127)
- Lee K.W. y Gieseke J.A.**
Collection of aerosol particles by packed beds.
Environmental Science and Technology, Vol. 13 n° 4, pp. 466–470, 1979.
(citado en p. 32)
- Liming F., Wenzhi G. y Wenbo N.**
An investigation on acoustic model and test of diesel particulate filter.
In *SAE Technical Paper 2008-01-1757*, 2008. (citado en p. 218)
- Liu J., Schorn N., Schernus C. y Peng L.**
Comparison studies on the Method of Characteristics and finite difference methods for one-dimensional gas flow through IC engine manifold.
In *SAE Technical Paper 960078*, 1996. (citado en p. 70)

Loren N., Wallen A., Zuberi B., Mayer A.C. y Czerwinski J.

Release of fiber fragments from fiber-based ceramic honeycomb filters and substrates – Methods and results.

In *SAE Technical Paper 2009-01-1520*, 2009.

(citado en p. 20)

Luján J.M.

Recirculación interna de gases de combustión en motores Diesel sobrealimentados.

Tesis Doctoral, Universidad Politécnica de Valencia, 1998.

(citado en p. 6)

Luján J.M., Galindo J., Serrano J.R. y Pla B.

A methodology to identify the intake charge cylinder-to-cylinder distribution in turbocharged direct injection Diesel engines.

Measurement Science and Technology, Vol. 19, pp. 065401, 2008.

(citado en p. 66)

MacMahon M.A., Faist C.H., Virk K.S. y Tierney W.T.

Alumina coated metal wool as a particulate filter for Diesel powered vehicles.

In *SAE Technical Paper 820183*, 1982.

(citado en p. 23)

Majewski W.A.

Diesel particulate filters.

DieselNet Technology Guide, www.dieselnat.com, 2001.

(citado en p. 14)

Majewski W.A. y Martin E.P.

Diesel particulate filter with a disposable pleated media paper element.

In *SAE Technical Paper 930370*, 1993.

(citado en p. 25)

Majewski W.A. y Pietrasz E.

On-vehicle exhaust gas cooling in a Diesel emissions control system.

In *SAE Technical Paper 921676*, 1992.

(citado en p. 25)

Masoudi M.

Hydrodynamics of Diesel particulate filters.

In *SAE Technical Paper 2002-01-1016*, 2002.

(citado en pp. 38, 44, 46, 176, 185, 186)

Masoudi M.

Pressure drop of segmented Diesel particulate filters.

In *SAE Technical Paper 2005-01-0971*, 2005.

(citado en p. 38)

Meinig U, Spies K.H. y De Bruyne R.

Tests on a new Diesel particulate system with traps of metal fleece.

In *SAE Technical Paper 982597*, 1998.

(citado en p. 23)

Miller R., Haberkamp W.C., Bedeau K.M., Liu Z.G., Shirk R.C. y Wood T.

Design, development and performance of a composite Diesel particulate filter.

In *SAE Technical Paper 2002-01-0323*, 2002.

(citado en p. 21)

Mizrah T., Maurer A., Gauckler L. y Gabathuler J.P.

Open pore ceramic foam as Diesel particulate filter.

In *SAE Technical Paper 890172*, 1989.

(citado en p. 22)

Mohammed H., Triana A.P., Yang S.L. y Johnson J.H.

An advanced 1D 2-layer catalized Diesel particulate filter model to simulate: filtration by the wall and particulate cake, oxidation in the wall and particulate cake by NO₂ and O₂ and regeneration by heat addition.

In *SAE Technical Paper 2006-01-0467*, 2006.

(citado en pp. 52, 268)

- Montenegro G., Piscaglia F., Onorati A., Catalano G. y Cioffi P.**
A 1D unsteady thermo-fluid dynamic approach for the simulation of the hydrodynamics of Diesel particulate filters.
In *SAE Technical Paper 2006-01-0262*, 2006. (citado en pp. 53, 64)
- Morel T., Fleming M.F. y Lapointe L.A.**
Characterization of manifold dynamics in the Chrysler 2.2 SI engine by measurements and simulation.
In *SAE Technical Paper 900678*, 1990. (citado en p. 64)
- Munjal M.L.**
Acoustics of ducts and mufflers.
John Wiley & Sons, New York, 1987. (citado en p. 114)
- Murtagh M.J.**
Diesel particulate filters (DPF): A short course.
In *Diesel particulate and NOx emissions course*, Ann Arbor, MI, 2002. University of Leeds. (citado en pp. 16, 17)
- Nakatani K., Hirota S., Takeshima S., Itoh K., Tanaka T. y Dohmae K.**
Simultaneous PM and NOx reduction system for Diesel engines.
In *SAE Technical Paper 2002-01-0957*, 2002. (citado en p. 3)
- Ogyu K., Kudo A., Oshimi Y., Sato H. y Ohno K.**
Characterization of thin wall SiC-DPF.
In *SAE Technical Paper 2003-01-0377*, 2003. (citado en p. 30)
- Ogyu K., Ohno K., Hong S. y Komori T.**
Ash storage capacity enhancement of Diesel particulate filter.
In *SAE Technical Paper 2004-01-0949*, 2004. (citado en pp. 26, 245)
- Onorati A.**
Prediction of the acoustical performances of muffling pipe systems by the Method of Characteristics.
Journal of Sound and Vibration, Vol. 171 n° 3, pp. 369–395, 1994. (citado en p. 73)
- Onorati A.**
Numerical simulation of exhaust flows and tailpipe noise of a small single-cylinder Diesel engine.
In *SAE Technical Paper 951755*, 1995. (citado en pp. 73, 109)
- Onorati A.**
A white noise approach for rapid gas dynamic modeling of IC engine silencers.
In *Third International Conference on Computers in Reciprocating Engines and Gas Turbines 1996-01*, pp. 219–228 C499/052. Institution of Mechanical Engineers, Mechanical Engineering Publications, January 1996. (citado en pp. 64, 109)
- Onorati A.**
Nonlinear fluid dynamic modeling of reactive silencers involving extended inlet/outlet and perforated ducts.
Noise Control Engineering Journal, Vol. 45 n° 1, pp. 35–51, 1997. (citado en p. 109)
- Onorati A. y Ferrari G.**
Modeling of 1-D unsteady flows in I.C. engine pipe systems: numerical methods and transport of chemical species.
In *SAE Technical Paper 980782*, 1998. (citado en pp. 65, 81, 97)

Onorati A., Ferrari G. y D'Errico G.

Fluid dynamic modeling of the gas flow with chemical specie transport through the exhaust manifold of a four cylinder SI engine.

In *SAE Paper 1999-01-0557*, 1999.

(citado en p. 65)

Onorati A., Ferrari G. y D'Errico G.

1D unsteady flow with chemical reactions in the exhaust duct-system of S.I. engines: predictions and experiments.

In *SAE Technical Paper 2001-01-0939*, 2001.

(citado en p. 65)

Opris C.N. y Johnson J.H.

A 2-D computational model describing the flow and filtration characteristics of a ceramic Diesel particulate trap.

In *SAE Technical Paper 980545*, 1998.

(citado en pp. 32, 52, 53)

Otobe Y., Goto O., Miyano H., Kawamotor M., Aoki A. y Ogawa T.

Honda Formula One turbo-charged V-6 1.5L engine.

In *SAE Technical Paper 890877*, 1989.

(citado en p. 79)

Outland R.J.

Ceramic filters for diesel exhaust particulates.

US Patent 4,276,071 (General Motors), 1981.

(citado en p. 17)

Payri F., Benajes J., Galindo J. y Serrano J.R.

Modelling of turbocharged Diesel engines in transient operation. Part 2: Wave action models for calculating the operation in a High Speed Direct Injection engine.

Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: Journal of Automobile Engineering, Vol. 216, pp. 479–93, 2002.

(citado en pp. 7, 64)

Payri F., Benajes J. y Luján J.M.

Modelo de cálculo para el waste-gate de grupos de sobrealimentación en motores térmicos.

In *XI Congreso Nacional de Ingeniería Mecánica. Anales de Ingeniería Mecánica - Año 10 Vol. 2*, 1994.

(citado en p. 6)

Payri F., Benajes J. y M.D. Chust.

Programme pour étude assistée par ordinateur de systèmes d'admission et d'échappement de moteurs.

Entropie, Vol. 162, pp. 17–23, 1991.

(citado en p. 6)

Payri F., Benajes J. y Reyes M.

Modelling of supercharger turbines in internal-combustion engines.

Journal of Mechanical Science, Vol. 38 n° 8-9, pp. 835–869, 1996.

(citado en p. 6)

Payri F., Boada F. y Corberán J.M.

Modifications to the Method of Characteristics for the analysis of the gas exchange process in internal combustion engines.

Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: Journal of Automobile Engineering, Vol. 200 n° 4, pp. 259–266, 1986.

(citado en pp. 5, 74)

Payri F., Desantes J.M. y Broatch A.

Modified impulse method for the measurement of the frequency response of acoustic filters to weakly nonlinear transient excitations.

Journal of the Acoustical Society of America, Vol. 107 n° 2, pp. 731–738, 2000.

(citado en pp. 113, 202)

Payri F., Desantes J.M., Galindo J. y Serrano J.R.

Colector de escape de un motor alternativo turbo sobrealimentado.

Solicitud de patente P200900482. Fecha de prioridad 13/02/2009. Oficina Española de Patentes y Marcas, 2009. (citado en pp. 3, 53, 213, 218, 270)

Payri F., Desantes J.M. y Torregrosa A.J.

Acoustic boundary condition for unsteady one-dimensional flow calculations.

Journal of Sound and Vibration, Vol. 188 n° 1, pp. 85–110, 1995. (citado en p. 114)

Payri F., Galindo J. y Serrano J.R.

Variable geometry turbine modelling and control for turbocharged Diesel engine transient operation.

In *THIESEL 2000 Thermo-fluid-dynamic Processes in Diesel Engines, Conference Proceedings*, 2000. (citado en p. 6)

Payri F., Galindo J., Serrano J.R. y Arnau F.J.

Analysis of numerical methods to solve one-dimensional fluid-dynamic governing equations under impulsive flow in tapered ducts.

International Journal of Mechanical Science, Vol. 46 n° 7, pp. 981–1004, 2004. (citado en pp. 70, 106, 217)

Payri F., Reyes E. y Serrano J.R.

A model for load transients of turbocharged Diesel engines.

In *SAE Technical Paper 1999-01-0225*, 1999. (citado en pp. 7, 64)

Payri F., Torregrosa A.J., Broatch A. y Moya D.

Predictive modelling applied to exhaust system development.

In *Proceedings of the 2nd Styrian Noise, Vibration and Harshness Conference*, Graz, Austria, 22-23 May 2003. (citado en p. 109)

Payri F., Torregrosa A.J. y Chust M.D.

Application of MacCormack schemes to IC engine exhaust noise prediction.

Journal of Sound and Vibration, Vol. 195 n° 5, pp. 757–73, 1996. (citado en pp. 64, 74, 109)

Perry R.H.

Perry's Chemical Engineers' Handbook.

McGraw-Hill, New York, 6th edition, 1984. (citado en p. 34)

Piqueras P.

Contribución a la mejora de la simulación de la combustión y de la metodología de cálculo de un modelo de acción de ondas.

Tesina del Máster en Motores de Combustión Interna Alternativos del Departamento de Máquinas y Motores Térmicos de la Universidad Politécnica de Valencia, 2008. (citado en p. 267)

Piscaglia F., Montenegro G. y Onorati A.

A 1D unsteady thermo-dynamic approach for the simulation of Diesel particulate filters.

In *THIESEL 2006 Int. Conference on Thermo- and Fluid Dynamic Processes in Diesel Engines, Valencia, Spain*, 2006. (citado en p. 64)

Piscaglia F., Rutland C.J. y Foster D.E.

Development of a CFD model to study the hydrodynamic characteristics and the soot deposition mechanism on the porous wall of a Diesel particulate filter.

In *SAE Technical Paper 2005-01-0963*, 2005. (citado en pp. 71, 146)

Pla B.

Análisis del proceso de la recirculación de los gases de escape de baja presión en motores Diesel sobrealimentados.

Tesis Doctoral, Universidad Politécnica de Valencia, 2009. (citado en p. 66)

Poloni M., Winterbone D.E. y Nichols J.R.

Flow with variable specific heats in the exhaust system of internal combustion engine.

In *FISITA Congress, Michigan*, 1988. (citado en p. 80)

Ponsoda E., Romero J.V., Serrano J.R. y Arnau J.M.

A new iterative method for flow calculation in intake and exhaust systems of internal combustion engines.

Mathematical and Computer Modelling, Vol. 38 n° 1, pp. 99–111, 2003. (citado en p. 70)

Raithby G.

Laminar heat-transfer in the thermal entrance region of circular tubes and two-dimensional rectangular ducts with wall suction and injection.

International Journal of Heat Mass Transfer, Vol. 14, pp. 223–243, 1971. (citado en p. 41)

Ramos J.I.

Internal Combustion Engine Modelling.

Hemisphere Publishing Corporation, 1989. (citado en p. 64)

Reyes M.

Modelo de transferencia de calor para colectores de escape de motores alternativos.

Tesis Doctoral, Universidad Politécnica de Valencia, 1994. (citado en p. 232)

Richards P.J., Schrewe K. y Belcour C.

A study of the parameters ensuring reliable regeneration of a sintered metal particulate filter using a fuel borne catalyst.

In *SAE Technical Paper 2008-01-2485*, 2008. (citado en p. 24)

Richtmyer R.D. y Morton K.W.

Difference methods for initial value problems.

Interscience, New York, 1967. (citado en p. 70)

Roe P.L.

Characteristic-based scheme for the Euler equations.

Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 18, pp. 337–365, 1986. (citado en p. 127)

Roselló M.D., Serrano J.R., Margot X. y Arnau J.M.

Analytic-numerical approach to flow calculation in intake and exhaust systems of internal combustion engines.

Mathematical and Computer Modelling, Vol. 36 n° 1, pp. 33–45, 2002. (citado en p. 70)

Rosner D.E.

Transport process in chemically reacting flow systems.

Butterworths, Stoneham, MA, 1985. (citado en p. 41)

Rumpf H. y Gupte A.R.

Einfüsse und Korngrößenverteilung in Widerstandsdesetz der Porenströmung.

Chemie Ingenieur Technik, Vol. 43, pp. 367–375, 1971. (citado en p. 31)

Sakaguchi T y Ohgushi A.

Development of high durability Diesel particulate filter by using SiC fiber.

In *SAE Technical Paper 1999-01-0463*, 1999. (citado en p. 21)

Scheidegger A.E.

The physics of flow through porous media.

University Toronto Press, third edition, 1974.

(citado en pp. 29, 32)

Selamet A., Dickey N.S. y Novak J. M.

A time domain computational simulation of acoustic silencers.

Journal of Vibration and Acoustics - Transactions of the ASME, Vol. 117 n° 3, pp. 323–331, 1995.

(citado en p. 109)

Serrano J.R.

Análisis y modelado de transitorios de carga en MEC turboalimentados.

Tesis Doctoral, Universidad Politécnica de Valencia, 1999.

(citado en p. 7)

Serrano J.R., Arnau F. J., Dolz V. y Piqueras P.

Methodology for characterization and simulation of turbocharged Diesel engines combustion during transient operation. Part 1: Data acquisition and post-processing.

Applied Thermal Engineering, Vol. 29 n° 1, pp. 142–140, 2009.

(citado en pp. 7, 97)

Serrano J.R., Arnau F.J., Dolz V., Tiseira A. y Cervelló C.

A model of turbocharger radial turbines appropriate to be used in zero- and one-dimensional gas dynamics codes for internal combustion engines modelling.

Energy Conversion and Management, Vol. 49, pp. 3729–3745, 2008.

(citado en p. 6)

Serrano J.R., Arnau F.J., Piqueras P., Onorati A. y Montenegro G.

1D gas dynamic modelling of mass conservation in engine duct systems with thermal contact discontinuities.

Mathematical and Computer Modelling, Vol. 49 n° 5-6, pp. 1078–1088, 2009.

(citado en pp. 70, 92, 102, 103)

Serrano J.R., Climent H., Guardiola C. y Piqueras P.

Methodology for characterisation and simulation of turbocharged Diesel engines combustion during transient operation. Part 2: Phenomenological combustion simulation.

Applied Thermal Engineering, Vol. 29 n° 1, pp. 150–158, 2009.

(citado en pp. 7, 97)

Shah R.K. y London A.L.

Laminar flow forced convection in ducts: a sourcebook for compact heat exchanger analytical data.

Academic Press, New York, 1978.

(citado en pp. 41, 236)

Shah R.K. y Sekulic D.P.

Fundamentals of heat transfer design.

John Wiley & Sons, Inc., 2003.

(citado en p. 236)

Silvestry J. y Morel T.

Study of intake system wave dynamics and acoustics by simulation and experiment.

In *SAE Technical Paper 940206*, 1994.

(citado en p. 64)

Sod G.A.

A survey of several finite difference methods for systems of nonlinear hyperbolic conservation laws.

Journal of Computational Physics, Vol. 27, pp. 1–31, 1978.

(citado en p. 85)

Stetter J.C., Foster D.E. y Schauer J.J.

Modern Diesel particulate matter measurements and the application of lessons learned to 2007 and beyond.

In *SAE Technical Paper 2005-01-0194*, 2005.

(citado en p. 14)

Sweby P.K.

High resolution schemes using flux limiters for hyperbolic conservation laws.

SIAM Journal of Numerical Analysis, Vol. 21 n° 5, pp. 995–1011, 1984.

(citado en pp. 70, 127)

Takeyama S., Takeda H. y Takagi Y.

Reduction in exhaust noise through valving modifications achieved with a gas dynamics simulation model.

In *SAE Technical Paper 910617*, 1991.

(citado en p. 109)

Tang W., Wahiduzzaman S. y Leonard A.

A lumped/1-D combined approach for modelling wall-flow Diesel particulate filters - Applicable to integrated engine/aftertreatment simulations.

In *SAE Technical Paper 2007-01-3971*, 2007.

(citado en p. 56)

Tiseira A.

Caracterización experimental y modelado de bombeo en compresores centrífugos de sobrealimentación.

Tesis Doctoral, Universidad Politécnica de Valencia, 2008.

(citado en p. 6)

Toro E.F.

Riemman solvers and numerical methods for fluid dynamics. A practical introduction.

Springer-Verlag New York, 1997.

(citado en p. 69)

Torregrosa A.J., Serrano J.R., Arnau F.J. y Romero J.V.

Experimental validation of a new semi-implicit CE-SE scheme for the calculation of unsteady one-dimensional flow in tapered-ducts.

International Journal for Numerical Methods in Engineering, Vol. 74 n° 9, pp. 1473–1494, 2008.

(citado en p. 70)

Tronconi E., Groppi G., Boger T. y Heibel A.

Monolithic catalysts with high conductivity honeycomb supports for gas/solid exothermic reactions: characterization of the heat-transfer properties.

Chemical Engineering Science, Vol. 59, pp. 4941–4949, 2004.

(citado en p. 236)

Van Albada G.D., Van Leer B. y Roberts W.W.

A comparative study of computational methods in cosmic gas dynamics.

Astronomy and Astrophysics, Vol. 108 n° 1, pp. 76–84, 1982.

(citado en p. 127)

Van Leer B.

Towards the ultimate conservative difference scheme. II. Monotonicity and conservation combined in a second order scheme.

Journal of Computational Physics, Vol. 14, pp. 361–370, 1974.

(citado en pp. 127, 128)

Van Leer B.

Towards the ultimate conservative difference scheme. III. Upstream-centered finite-difference schemes for ideal compressible flow.

Journal of Computational Physics, Vol. 23, pp. 263–275, 1977.

(citado en p. 127)

Vera F.

Modelado unidimensional y tridimensional del proceso de mezcla de un motor de gas multipunto.

Proyecto Final de Carrera, Universidad Politécnica de Valencia, 1999.

(citado en p. 70)

Waterson N.P. y Deconinck H.

A unified approach to the design and application of bounded higher-order convection schemes.

In *Proceedings of the Ninth International Conference on Numerical Methods in Laminar and Turbulent Flow*. Atlante, Pineridge Press, July 1995. (citado en p. 127)

Watson N.

Computers in Diesel engine turbocharging system design.

In *International Conference Computers in Engine Technology 1987-1*, pp. 269–280 C05/87. Institution of Mechanical Engineers, March 1987. (citado en pp. 64, 70)

Winterbone D. E. y Pearson R. J.

Calculating the effects of variations in composition on wave propagation in gases.

International Journal of Mechanical Science, Vol. 35 n° 6, pp. 517–37, 1993. (citado en pp. 65, 86, 89, 97)

Winterbone D.E. y Pearson R.J.

A solution of the wave equations using real gases.

International Journal of Mechanical Sciencie, Vol. 34 n° 12, pp. 917–932, 1992. (citado en p. 76)

Winterbone D.E. y Pearson R.J.

Theory of engine manifold design: wave action methods for IC engines.

Professional Engineering Publishing, 2000. (citado en pp. 53, 54, 64, 79, 86, 108, 118, 127, 162, 163)

Winterbone D.E., Pearson R.J. y Onorati A.

Design techniques for engine manifolds: wave action methods for IC engines, capítulo 6 Numerical simulation of unsteady flows in I.C. engine silencers and the prediction of tailpipe noise.

Professional Engineering Publishing, London, 1999. (citado en pp. 64, 109)

Winterbone D.E. y Yoshitomi M.

The accuracy of calculating wave action in engine intake manifolds.

In *SAE Technical Paper 900677*, 1990. (citado en pp. 64, 70)

Wright M.E., Klein A.D. y Stesniak E.S.

A Diesel exhaust filter system for industrial Diesel forklifts.

In *SAE Technical Paper 911852*, 1991. (citado en p. 25)

Yi Y.

Simulating the soot loading in wall-flow DPF using a three dimensional macroscopic model.

In *SAE Technical Paper 2006-01-0264*, 2006. (citado en p. 52)

Yoshida K., Makino S., Sumiya S. y Muramatsu G.

Simultaneous reduction of NOx and particulate emissions from Diesel engine exhaust.

In *SAE Technical Paper 892046*, 1989. (citado en p. 22)

Young D.M., Hickman D.L., Bhatia G. y Gunasekaran N.

Ash storage concept for Diesel particulate filters.

In *SAE Technical Paper 2004-01-0948*, 2004. (citado en pp. 26, 245)

Yuhua Z. y Reitz R.D.

A 1-D Gas Dynamics code for subsonic and supersonic flows applied to predict EGR levels in a heavy-duty Diesel engine.

International Journal of Vehicle Design, Vol. 22, pp. 227–252, 1999. (citado en p. 66)

Yuuki K., Ito T., Sakamoto H., Matsubara R., Hashimoto S. y Hamanaka T.

The effect of SiC properties on the performance of catalyzed Diesel particulate filter (DPF).

In *SAE Technical Paper 2003-01-0383*, 2003.

(citado en p. 30)

Zelenka P., Reczek W., Mustel W. y Rouveirolles P.

Towards securing the particulate trap regeneration: a system combining a sintered metal filter and cerium fuel additive.

In *SAE Technical Paper 982598*, 1998.

(citado en p. 24)

Zhang Z., Yang S.L. y Johnson J.H.

Modeling and numerical simulation of Diesel particulate trap performance during loading and regeneration.

In *SAE Technical Paper 2002-01-1019*, 2002.

(citado en pp. 52, 55)