

UNIVERSITAT POLITÈCNICA DE VALÈNCIA
DEPARTAMENTO DE MÁQUINAS Y MOTORES TÉRMICOS



ESTUDIO CFD DE LA RESONANCIA EN LA
CÁMARA DE COMBUSTIÓN DE MOTORES DIESEL
HDI

TESIS DOCTORAL

Presentada por:

D. José Christian Donayre Ramírez

Dirigida por:

Dra. Dña. Xandra Margot

Dr. D. Jaime Alberto Broatch Jacobi

Valencia, Diciembre de 2012

TESIS DOCTORAL

ESTUDIO CFD DE LA RESONANCIA EN LA CÁMARA DE COMBUSTIÓN DE MOTORES DIESEL HDI

Realizada por: D. José Christian Donayre Ramírez
Dirigida por: Dra. Dña. Xandra Margot
Dr. D. Alberto Broatch Jacobi

TRIBUNAL CALIFICADOR:

Presidente: Dr. D. Antonio José Torregrosa Huguet
Secretario: Dr. D. Santiago Alberto Molina Alcaide
Vocales: Dr. D. Andres Melgar Bachiller
Dr. D. Juan José Hernández Adrover
Dr. D. Francisco Javier Martos Ramos

Vocales suplentes:

Dr. D. Pedro Rodriguez Aumente
Dr. D. Francisco Vicente Tinaut Fluixá

Valencia, Diciembre de 2012

RESUMEN

El proceso de combustión es una de las fuentes principales de ruido de los motores Diesel, debido al incremento brusco de la presión que provoca el autoencendido en la cámara de combustión. Este rápido incremento origina un proceso de oscilación de los gases quemados en la cámara de combustión, conocido como fenómeno de resonancia, que se transmite a través del bloque, empeorando la calidad acústica del motor.

Existen numerosos procedimientos experimentales, orientados al estudio del ruido provocado por el proceso de combustión de motores Diesel. Sin embargo, su aplicación en el diseño de cámaras de combustión no es idónea, por el coste que supone realizar los prototipos, el montaje y las medidas.

Frente a los métodos experimentales, los métodos teóricos son más rápidos y tienen la capacidad de obtener gran cantidad de información espacial y temporal del fenómeno de resonancia. Se emplean principalmente el método de la teoría modal y el método CFD (Computational Fluid Dynamics). El primero permite estimar el comportamiento de los modos de oscilación, pero su uso se limita a cámaras de combustión de geometría cilíndrica. En cuanto al método CFD, puede utilizarse en cámaras de cualquier geometría, sin embargo la predicción de los efectos locales de presión, estimados por los modelos de combustión, no es coherente con los niveles de oscilación del autoencendido.

La presente tesis contribuye al desarrollo de una metodología que mejore los métodos teórico-numéricos, superando sus limitaciones geométricas y predictivas. Esta metodología consiste en simular las condiciones termodinámicas del autoencendido, a partir de focos de presión y temperatura en instante temporal, sin considerar el proceso reactivo de la mezcla aire-combustible.

En la primera parte de esta tesis, con la finalidad de simplificar las simulaciones se asume que el proceso de combustión se produce en el punto muerto superior, sin considerar el movimiento del pistón. En base a esta suposición, se estudia la sensibilidad del fenómeno de resonancia a cambios en la geometría del bowl, la velocidad y temperatura del aire y las condiciones del autoencendido. Aunque los resultados obtenidos permiten conocer qué parámetros funcionales del motor son influyentes en la resonancia, esta metodología está limitada ya que no toma en cuenta la variación temporal de la presión, provocada por el movimiento del pistón. Además, la simulación del proceso de autoencendido en un instante temporal no es coherente con

la física de este proceso, causando reducidos niveles de oscilación en periodos temporales demasiado acotados.

Por ello, con la finalidad de resolver estas limitaciones, en la segunda parte de esta tesis se integran importantes modificaciones en la metodología.

Por una parte, se simula el movimiento del pistón mediante el uso de un modelo de activación y desactivación de celdas implementado en el programa CFD. Este modelo permite calcular los procesos de compresión y expansión, y de esta forma, simular los efectos de las variaciones temporales de presión provocadas por el movimiento del pistón.

Por otra parte, se mejora la simulación de la termodinámica del autoencendido, mediante la activación y desactivación automática de fuentes temporales que se introducen en las ecuaciones de energía y de especies durante el cálculo, a partir de un programa desarrollado específicamente para tal fin, que se integra en el código CFD. Los valores de estas fuentes se obtienen del análisis de la presión en el cilindro mediante un modelo termodinámico de combustión y un programa propio de procesado.

Estas modificaciones permiten obtener niveles de oscilación de la presión y niveles de temperatura en el interior del cilindro consistentes con la física del problema, validar el método con las medidas experimentales y estudiar, de forma cualitativa y cuantitativa, la influencia de la inyección, carga, régimen de giro y parámetros geométricos de la cámara de combustión en el comportamiento de los modos de resonancia y ruido del motor.

Finalmente la metodología planteada en esta tesis ha permitido estudiar el fenómeno de resonancia y los efectos de los parámetros funcionales del motor sobre su calidad acústica. Además, abre la puerta a futuras investigaciones en la simulación del autoencendido, con el objetivo de mejorar los modelos actuales de combustión, en la predicción de los efectos locales de presión que son el origen del fenómeno de resonancia y del empeoramiento de l ruido del motor.

RESUM

El procés de combustió és una de les fonts principals de soroll dels motors Diesel degut a l'increment sobtat de la pressió que provoca l'autoencesca del carburant a la cambra de combustió. Eixe ràpid increment de la pressió engega un procés d'oscil·lació dels gasos cremats a la cambra de combustió, conegut com a fenomen de ressonància, que es transmet al voltant del bloc dels cilindres, agreujant-hi la qualitat acústica del motor.

Tenim nombrosos procediments experimentals orientats a l'estudi del soroll provocat pel procés de combustió dels motors Diesel. Malgrat açò la seva aplicació per al disseny de cambres de combustió no és la idònia pel cost que supose realitzar els prototips, el muntatge y el reglatge.

Front els mètodes experimentals els mètodes teòrics són més ràpids i tenen la capacitat d'obtenir una gran quantitat d'informació espacial i temporal del fenomen de la ressonància. S'utilitza principalment el mètode de la teoria modal i el mètode CFD (Computational Fluid Dynamics). El primer permet estimar el comportament dels modes d'oscil·lar de la ressonància però el seu ús es limita a cambres de combustió de geometria cilíndrica. En referència al mètode CFD pot aconsellar-se'n el seu ús en cambres de qualsevol geometria però per contra la predicció dels efectes locals de la pressió (estimats pels models de combustió) no son coherents amb els nivells d'oscil·lació de l'autoinflamació.

La present tesi ajuda al desenvolupament d'una metodologia que millora els mètodes teòric-numèrics superant així les seves limitacions geomètriques i predictives. Esta metodologia es basa a simular les condicions termodinàmiques de l'autoinflamació a partir de focus de pressió i temperatura sense considerar el procés reactiu de la mescla aire-combustible.

A la primera part de la tesi i amb la finalitat de simplificar les simulacions s'ha assumit que el procés de combustió es dona en un únic punt mort i superior del pistó i a més sense considerar-hi el propi moviment del pistó. Baix esta suposició s'estudia la sensibilitat del fenomen de ressonància a canvis de la geometria del bowl, de la velocitat i de la temperatura de l'aire i de les condicions de autoignició. Encara que els resultats obtinguts permeten conèixer quins paràmetres funcionals del motor son influents en la ressonància eixa metodologia està limitada, ja que no té en compte la variació temporal de la pressió provocada pel moviment del pistó. A més, la simulació del procés

d'autoinflamació en un instant temporal no és coherent amb la física del procés, generant reduïts nivells d'oscil·lació en períodes temporals massa acotats.

Per tot açò, amb la finalitat de resoldre aquestes limitacions, a la segona part de la tesi s'integren importants modificacions en la metodologia.

Per una banda es simula el moviment del pistó mitjançant l'ús d'un model d'activació i desactivació de cel·les, implementant-se al programa CFD. Eixe model permet així calcular els processos de compressió i expansió del pistó i d'esta forma simular els efectes de les variacions temporals de pressió provocades pel moviment del pistó.

Per l'altra banda es millora la simulació de la termodinàmica de l'autoencesca mitjançant l'activació i desactivació automàtica de fonts temporals que s'introdueixen durant el càlcul en les equacions de l'energia i de les espècies, mitjançant un programa desenvolupat específicament per a tal finalitat i integrat també en el codi CFD. Els valors d'eixes fonts s'obtenen de l'anàlisi de la pressió al cilindre mitjançant un model termodinàmic de combustió i un programa propi de processat.

Eixes modificacions permeten en un primer terme obtenir a l'interior del cilindre nivells d'oscil·lació de la pressió i nivells de temperatura consistents amb la física del problema; en un segon terme validar el mètode amb les mesures experimentals i finalment estudiar de forma qualitativa i quantitativa la influència de la injecció, de la càrrega, del règim de gir i dels paràmetres geomètrics de la càmera de combustió en el comportament de les formes de ressonància i soroll del motor.

Per acabar, la metodologia plantejada a aquesta tesi ha permès estudiar el fenomen de la ressonància i els efectes dels paràmetres funcionals del motor sobre la qualitat acústica del motor. A més, obri la porta tant a futures investigacions en la simulació de l'autoencesca del carburant amb l'objectiu de millorar els models actuals de combustió com en la predicció dels efectes locals de la pressió, que a la fi són l'origen del fenomen de ressonància i de l'empitjorament de la qualitat de l'soroll del motor.

ABSTRACT

The combustion process is one of main sources of noise in Diesel engines, due to the sudden increase of pressure caused by auto-ignition in the combustion chamber. This fast increase starts an oscillation process of burnt gases in the combustion chamber, known as resonance, which is transmitted through the block and affects negatively the engine acoustic quality..

Several experimental procedures exist, directed at studying the noise caused by the Diesel engines combustion process. However, their application in combustion chamber design is not ideal, because of the cost related to prototypes realization, assembly and experimental testing..

In comparison to experimental methods, theoretical methods are faster and provide large amounts of spatial and temporal data about resonance. The modal theory and the CFD (Computational Fluid Dynamics) methods are mainly used. The first method provides an estimation of the propagation modes, but its use is limited to cylindrical combustion chamber geometry. The CFD method can be used for any combustion chamber geometry; however, the prediction of local pressure effects, with the combustion models available nowadays is not coherent with auto-ignition oscillation levels.

This thesis contributes to the development of a methodology to improve the predictions obtained by theoretical-numerical methods, exceeding their geometrical and predictive limitations. This methodology consists in simulating thermodynamic auto-ignition conditions, using pressure and temperature sources at a temporal instant, without considering the reactive process of fuel-air mixture.

In the first part of this thesis, in order to simplify the simulations, it is assumed that the combustion process occurs at TDC, and the piston motion is not considered. Based on this assumption, the resonance sensitivity to changes in bowl geometry, air velocity and temperature, and auto-ignition conditions is studied. Although these calculations provide information about which engine operation parameters have significant influence on resonance, this methodology is limited, because it does not consider the temporal variation of pressure caused by the piston motion. Moreover, the auto-ignition simulation process at an instant is not coherent with the physics of this process and results in reduced levels of oscillations in a very limited temporal frame.

For this reason, in the second part of this thesis, relevant modifications are integrated to the methodology, in order to solve these limitations.

On the one hand, the piston motion is simulated by using a cells activation - deactivation model implemented in the CFD program. This model allows calculating the compression and expansion processes, and thus the effects of temporal pressure variations, caused by the piston motion.

On the other hand, the thermodynamic auto-ignition simulation is improved, by the automatic activation and deactivation of temporal sources that are introduced in the energy and species equations during the calculation. A program was developed specifically for this purpose, and integrated in the CFD code. These source terms are obtained from the in-cylinder pressure analysis by a thermodynamic combustion model and a special processing program developed within this thesis.

This improved method allows obtaining pressure propagation levels and temperature levels inside the cylinder consistent with the physics of the problem, validating the method with experimental measurements and studying qualitatively and quantitatively the influence of injection, load, regime and geometrical parameters of the combustion chamber on the modes of resonance and engine noise.

Finally, the methodology developed within this thesis has allowed studying the resonance phenomenon and the effects of various engine operation parameters on its acoustic quality. Moreover, it provides a basis for future research on auto-ignition simulation, with the objective to improve current combustion models, particularly the prediction of local pressure effects, which are the cause of resonance and contribute to deteriorating the acoustic quality of Diesel engines.

AGRADECIMIENTOS

Gracias a todos los que me han aconsejado y animado durante la realización de esta tesis doctoral.

Índice general

1. Introducción	1
1.1. Introducción	3
1.2. Objetivos y Metodología	5
1.3. Planteamiento del trabajo	7
2. Consideraciones generales sobre el ruido de combustión en motores Diesel	9
2.1. Introducción	11
2.2. Fuentes del ruido del motor	11
2.2.1. Ruido de combustión	13
2.2.2. Ruido mecánico	16
2.2.2.1. Cabeceo del pistón	16
2.2.2.2. Ruido del cigüeñal	19
2.3. Mecanismos físicos asociados al ruido de combustión en motores Diesel	20
2.3.1. Fuente	21
2.3.1.1. Modelo de analogía acústica	21
2.3.1.2. Modelo de llama turbulenta	23
2.3.2. Mecanismos de transmisión	26
2.3.3. Mecanismos de emisión	29
2.4. Métodos de cuantificación del ruido de combustión	37
2.4.1. Experimentales	37
2.4.1.1. Determinación de la atenuación del bloque	38
2.4.1.2. Descomposición de la presión en el cilindro	41
2.4.2. Teóricos	45

2.4.2.1.	Análisis vibratorio mediante elementos finitos	46
2.4.2.2.	Predicción del ruido mediante métodos numéricos . . .	47
2.5.	Análisis de la resonancia en la cámara de combustión	49
2.5.1.	Procedimientos experimentales	50
2.5.2.	Procedimientos de cálculo	55
2.5.2.1.	Teoría modal	56
2.5.2.2.	Técnicas computacionales	59
2.6.	Resumen	62
3.	Descripción de la metodología CFD	65
3.1.	Introducción	67
3.2.	Funcionamiento CFD	67
3.3.	Ecuaciones generales	69
3.4.	Modelo de turbulencia	71
3.5.	Discretización	72
3.5.1.	Espacial	72
3.5.2.	Temporal	75
3.6.	Solución de las ecuaciones discretizadas	76
3.7.	Descripción de las geometrías calculadas	78
3.8.	Generación de las mallas	79
3.8.1.	Malla fija	80
3.8.2.	Independencia de malla	81
3.8.3.	Malla móvil	83
3.9.	Condiciones de contorno e iniciales	87
3.9.1.	Condiciones de contorno	87
3.9.2.	Condiciones iniciales	88
3.10.	Resumen	90
4.	Estudio de la sensibilidad de la resonancia a parámetros de motor	91
4.1.	Introducción	93
4.2.	Caracterización de la resonancia	93
4.3.	Validación de los resultados CFD	95
4.4.	Influencia del movimiento del aire	97

4.5. Influencia de la geometría del bowl	105
4.5.1. Parámetros de las cámaras de combustión de los motores Diesel DI	106
4.5.2. Características de las cámaras de combustión estudiadas	107
4.5.3. Características de los cálculos realizados	107
4.6. Influencia de la temperatura del aire encerrado	116
4.7. Influencia de las condiciones de la excitación	119
4.7.1. Ubicación de la excitación	120
4.7.2. Número de excitaciones	122
4.7.3. Tamaño de la excitación	125
4.7.4. Intensidad de la excitación	127
4.8. Resumen	130
5. Cálculo de la resonancia	133
5.1. Introducción	135
5.2. Procedimiento de cálculo propuesto	136
5.2.1. Características del proceso de combustión en motores Diesel	136
5.2.2. Descripción del procedimiento CFD	137
5.2.2.1. Preprocesado, procesado y posprocesado	137
5.2.2.2. Condiciones de contorno, iniciales y términos fuente	145
5.2.2.3. Resumen y suposiciones	147
5.2.2.4. Comparación de cálculos 3D y 2D	148
5.3. Discusión de resultados y validación	150
5.3.1. Respuesta en frecuencia	151
5.3.2. Energía de resonancia	153
5.3.3. Validación	154
5.3.3.1. Nivel de presión	155
5.3.3.2. Respuesta en frecuencia	156
5.3.3.3. Frecuencia temporal	158
5.3.3.4. Energía de resonancia	159
5.4. Resumen	162

6. Aplicación del procedimiento al análisis de la resonancia	163
6.1. Introducción	165
6.2. Descripción del estudio paramétrico	165
6.3. Análisis de los resultados	168
6.3.1. Influencia de las condiciones de inyección	168
6.3.2. Influencia del régimen de giro	170
6.3.3. Influencia del grado de carga	173
6.3.4. Influencia de la geometría del bowl	175
6.4. Resumen	187
7. Conclusiones y desarrollos futuros	189
7.1. Conclusiones	191
7.2. Desarrollos futuros	193
A. Apéndice	195
A.1. Descripción de las instalaciones experimentales	197
A.1.1. Descripción de la sala	197
A.1.2. Sistema de medida de la presión en el cilindro	198
A.1.3. Torso binaural	199
A.1.4. Calibración de los transductores de presión	199
A.2. Características del motor ensayado	201
A.3. Descripción de los ensayos	202
A.4. Programas desarrollados para el cálculo de la resonancia	202
A.4.1. Generación de autoencendidos	203
A.4.2. Control de términos fuente	208
B. Bibliografía	229

Índice de figuras

1.1. Esquema de la metodología seguida	6
2.1. Identificación de las fuentes de ruido en un vehiculo	12
2.2. Distribución del ruido del motor [4]	14
2.3. Relación entre el ruido de combustión y las fuerzas de excitación [4]	14
2.4. Fuerza de excitación directa (a) y fuerza de excitación secundaria (b), según Anderton [6]	15
2.5. Mecanismo físico del “piston slap” [17]	17
2.6. Modelo del “piston slap” [17]	18
2.7. Procesos físicos asociados al ruido de combustión [6]	20
2.8. Fotografía (A) y esquema (B) de una llama turbulenta [182]	24
2.9. Espectro del ruido de combustión para una llama de gases premezclados en campo libre [178]	25
2.10. “piston slap”	27
2.11. Acoplamiento FE-WB a lo largo de la interface acústica-estructural	35
2.12. Modelo híbrido FE-WB para un problema 2D de acústica estructural interna	35
2.13. Comparación de la aproximación de presión (en la posición indicada en la figura 2.12 como “p”) para un problema 2D de acústica estructural interna	36
2.14. Comparación de la convergencia de presión a 211 Hz para un problema 2D de acústica estructural interna [192]	37
2.15. Curvas de atenuación del bloque definidas por Anderton, Rusell y CMT-Motores Térmicos	39
2.16. Evidencia experimental de la sensibilidad de la curva de atenuación para diferentes condiciones de operación del motor. Estimación del nivel de ruido de un motor de 1.6 l con la curva de atenuación [189]	40

2.17. Curvas de atenuación para dos tipos de motores [189]	40
2.18. Presión a 1500 RPM y 38 % de carga en tiempo. Aplicación de la técnica de descomposición de la presión	42
2.19. Respuesta en frecuencia a 1500 RPM y 38 % de carga en frecuencia. Aplicación de la técnica de descomposición de la presión	42
2.20. Modelo FE del bloque	46
2.21. Evidencia experimental de la resonancia para dos ciclos y dos cilindros, a 3500 RPM y 28 % de carga [187]	51
2.22. Espectro obtenido de la señal de presión en cilindro para cuatro transductores de presión [67]	52
2.23. Sistema de adquisición de 12 transductores de presión	53
2.24. Comparación de la ubicación del knock entre la medida con sensores convencionales y el sistema de adquisición en la junta de culata [114] .	54
2.25. Geometría cilíndrica del bowl y sistema de referencia para la aplicación de la teoría modal acústica	56
2.26. Patrones de oscilación de los tres modos relevantes	58
2.27. Sección transversal de los cinco pistones de diferente diámetro, calculados mediante el método de elementos finitos [66]	59
2.28. Influencia de la posición del pistón en el comportamiento de los cuatro primeros modos (α_{mn}), motor 1 (izquierda) y motor 5 (derecha) [66] .	60
3.1. Un volumen de control unidireccional alrededor del nodo P [126] . . .	74
3.2. Método de solución basado en la densidad [53]	77
3.3. Geometrías de las cámaras de combustión estudiadas	78
3.4. Vista isométrica de la topología de malla y condiciones de contorno del bowl cilíndrico	80
3.5. Detalle de la topología de malla del bowl cilíndrico: vista desde el plano de simetría (izquierda) y vista desde la culata (derecha)	81
3.6. Respuesta en frecuencia de un monitor localizado cerca de la pared en función del número de celdas	81
3.7. Energía de resonancia de un monitor localizado cerca de la pared en función del número de celdas	82
3.8. Ubicación del captador experimental y puntos CFD de monitorización de presión	83
3.9. Influencia del número de celdas en el tiempo CPU por iteración	83
3.10. Plano de simetría en el modelo tridimensional	84
3.11. Zonas que comprende el dominio de cálculo del modelo CFD	84

3.12. Metodología seguida para la construcción de la malla tridimensional	85
3.13. Características de la malla en la zona simétrica de la geometría tridimensional en dos instantes: en el PMS (A) y a 24.18° APMS (instante en que se inicia la inyección piloto) (B)	86
4.1. Patrones de oscilación obtenidos: con la teoría modal (izquierda) y con la aportación CFD (derecha) para 1 fuente de excitación	95
4.2. Patrones de oscilación obtenidos: con la teoría modal (izquierda) y con la aportación CFD (derecha) para 5 fuentes de excitación	96
4.3. Geometría cilíndrica de la cámara de combustión, distribución de los monitores en el plano transversal 0°, con indicación de la fuente de excitación	98
4.4. Comportamiento de los tres modos de oscilación	99
4.5. Evolución temporal de la temperatura en el interior del bowl para diferentes niveles de swirl	100
4.6. Variación de la frecuencia del primer modo de oscilación entre los casos: $V_t = 34,7$ m/s y $V_t = 0$ m/s	101
4.7. Respuesta en frecuencia de un monitor CFD ubicado en la posición del transductor de presión experimental, para diferentes condiciones de flujo en el interior del cilindro	101
4.8. Influencia del swirl en la evolución de la $ER(-)$ en diferentes secciones transversales del bowl, para cuatro posiciones radiales $R(-)$ del monitor	102
4.9. Evolución radial de la $ER(-)$ para distintas condiciones de funcionamiento	103
4.10. Diferencia de la $ER(-)$ entre los casos con $V_t = 34.7$ m/s y $V_t = 11.2$ m/s en función del radio adimensional $R(-)$, estimado para diferentes instantes de la simulación	104
4.11. Geometrías de las cámaras de combustión estudiadas, distribución de los monitores en el plano 0°, con indicación de la fuente de excitación	105
4.12. Patrones de oscilación en un plano transversal a la mitad del bowl para las cinco geometrías simuladas con CFD con una sola excitación	108
4.13. Respuesta en frecuencia en un monitor ubicado en una posición equivalente a la posición del captador experimental, para las cinco geometrías estudiadas	109
4.14. Frecuencia de los tres modos en función del diámetro máximo adimensional de cada geometría, calculados mediante la técnica de CFD y estimados mediante la teoría modal (TM)	110
4.15. Geometría “C” con detalle del cilindro imaginario para la estimación del diámetro característico	111

4.16. Frecuencia de los tres modos en función del diámetro característico adimensional $Dc(-)$ de cada geometría, calculados mediante la técnica CFD y estimados mediante la teoría modal (TM)	112
4.17. Comparación de la evolución radial de la $ER(-)$ en el plano 0° entre las cinco geometrías de bowl estudiadas, a diferentes profundidades . .	113
4.18. Evolución radial de la $ER(-)$ de monitores ubicados en el plano 0° a diferentes profundidades del bowl, para cada geometría de bowl	114
4.19. Influencia del diámetro máximo y diámetro característico sobre la $ER(-)$ máxima	115
4.20. Geometría “B” con detalle de la ubicación de los puntos de monitorización CFD, punto de monitorización experimental y punto de autoencendido	116
4.21. Respuesta en frecuencia para las diferentes temperaturas de aire en el interior del bowl (A) y su respectivo zoom (B)	117
4.22. Frecuencia de los modos de resonancia a diferentes temperaturas, estimados con la Teoría Modal (TM) y calculados mediante CFD	118
4.23. Evolución radial de la energía de resonancia adimensional en el plano 0° para diferentes temperaturas de aire, para monitores ubicados a distintas profundidades	119
4.24. Geometría “B” con detalle de la ubicación de los puntos de monitorización CFD, punto de monitorización experimental, punto de autoencendido de referencia y otros puntos de autoencendido	120
4.25. Respuesta en frecuencia para diferentes ubicaciones de autoencendido	121
4.26. Energía de resonancia adimensional máxima y mínima para diferentes posiciones de autoencendido	121
4.27. Localización de las zonas de autoencendido en un plano transversal del bowl re-entrante para los casos con: uno, dos y cinco puntos de autoencendido	123
4.28. Influencia del número de autoencendidos sobre la respuesta en frecuencia	123
4.29. Comparación de los máximos y mínimos niveles de $ER(-)$ para uno, dos y cinco autoencendidos	124
4.30. Patrones de oscilación obtenidos con CFD en los casos de uno y cinco autoencendidos	124
4.31. Tamaño de la zona de autoencendido en el plano transversal del bowl re-entrante para casos con: mitad, referencia, y doble volumen de la excitación	125
4.32. Influencia del tamaño de la zona de autoencendido sobre la respuesta en frecuencia	126

4.33. Influencia del tamaño de la zona de autoencendido sobre los niveles máximos y mínimos de $ER(-)$	127
4.34. Influencia de la intensidad del autoencendido sobre la respuesta en frecuencia	128
4.35. Influencia de la intensidad del autoencendido sobre los niveles máximos y mínimos de $ER(-)$	129
5.1. Paso 1 de la metodología CFD	138
5.2. Paso 2 de la metodología CFD	139
5.3. Paso 3 de la metodología CFD	140
5.4. Distribución de autoencendidos y posición del transductor de presión en la pared con ocho chorros de inyección (A); retraso de la velocidad del sonido asumiendo que el autoencendido ocurre al final del chorro con una temperatura en cámara de 1000 K (B) y efectos de la velocidad del sonido sobre la tasa de liberación de calor (DFQL) en tres casos: DFQL para un transductor ubicado en la pared, DFQL para un transductor central y DFQL corregido con la velocidad del sonido. [68]	141
5.5. Paso 4 de la metodología CFD	142
5.6. Paso 5 de la metodología CFD	143
5.7. Paso 6 de la metodología CFD	145
5.8. Geometría y condiciones de contorno consideradas en la simulación CFD de la configuración 2D-axisimétrica	149
5.9. Representación de la presión (A) y temperatura (B) a 1500 RPM y 37 Nm de carga, tomada por un monitor ubicado en la misma coordenada que el captador experimental para las configuraciones 2D-axisimétrica y tridimensional	149
5.10. Respuesta en frecuencia (A) y zoom de picos de resonancia (B), obtenida de los casos 2D-axisimétrico y tridimensional a 1500 RPM y 37 Nm de carga, a partir de monitores CFD en la misma posición que el transductor experimental	150
5.11. Geometría tipo “C” del bowl de la cámara de combustión utilizada en los ensayos experimentales y simulada mediante cálculo tridimensional, con detalle de la distribución de los monitores CFD	151
5.12. Respuesta en frecuencia CFD a 1500 RPM y 37 Nm de carga, obtenida de monitores en tres posiciones radiales y en los tres planos: 0° (A), 180° (B), y 90° (C)	152
5.13. Evoluciones radiales de la ER para monitores ubicados a diferentes profundidades del bowl, sobre los planos: 0° (A), 180° (B) y 90° (C), obtenida de la simulación CFD con la geometría del bowl tipo “C”	154

5.14. Comparación de la evolución de la presión entre el captador experimental y los monitores CFD en los planos 0° , 90° y 180° , vista general (A) y zoom de combustiones piloto (B) y principal (C). Punto de funcionamiento a 1500 RPM, 37 Nm de carga	156
5.15. Comparación de la respuesta en frecuencia de la combustión piloto (izquierda), principal (medio) y total (derecha) entre el método experimental y la aportación CFD	157
5.16. Evolución de la frecuencia CFD y experimental del primer modo de resonancia durante la combustión principal	159
5.17. Variación ciclo a ciclo de la ER obtenido por el transductor en el cilindro 1	160
5.18. Comparación del nivel de ER entre la medida experimental y la simulación CFD sobre los planos: 0° (A), 180° (B) y 90° (C)	161
6.1. Geometría de cámara de combustión utilizada en los ensayos experimentales y simulados mediante cálculo tridimensional, con detalle de la distribución de los monitores CFD y zonas de autoencendido	166
6.2. Comparación a 1500 RPM y 37 Nm de carga entre los puntos de funcionamiento con una y dos inyecciones en dominio tiempo (A) y frecuencia (B), registrada por un monitor CFD en el plano 0° en la misma coordenada radial y profundidad que el captador experimental	168
6.3. Comparación de la evolución radial de ER a distintas profundidades del bowl en el plano 0° , entre los casos con una y dos inyecciones . . .	169
6.4. Comparación a 37 Nm de carga con dos inyecciones entre los casos a 1500 RPM y 2850 RPM en dominio tiempo (A) y frecuencia (B) tomada por un monitor CFD ubicado en el plano 0° en la misma coordenada radial y profundidad que el captador experimental	171
6.5. Comparación de la evolución temporal de la temperatura en el interior del cilindro entre las simulaciones a 1500 RPM y 2850 RPM	171
6.6. Comparación de la evolución radial de la ER , a distintas profundidades $h(-)$ del bowl en el plano 0° , entre los casos a 1500 RPM y 2850 RPM	172
6.7. Comparación a 1500 RPM con dos inyecciones entre los casos a 37 Nm y 151 Nm de carga en dominio tiempo (A) y frecuencia (B) tomada por un monitor CFD ubicado en el plano 0° en la misma coordenada radial y profundidad que el captador experimental	173
6.8. Comparación de la evolución de la temperatura en el interior del cilindro entre las simulaciones a 37 Nm y 151 Nm	174
6.9. Comparación de la evolución radial ER , a distintas profundidades del bowl en el plano 0° , entre los casos a 37 Nm y 151 Nm de carga	175
6.10. Efecto de la geometría del bowl sobre la resonancia	176

6.11. Geometrías de las cámaras de combustión estudiadas	176
6.12. Patrones de oscilación en planos transversales del bowl (columna izquierda) y vista isométrica (columna derecha) de cada geometría cerca del PMS	177
6.13. Nivel de presión de las cuatro geometrías estudiadas mediante cálculo CFD para la combustión: piloto (A) y principal (B)	178
6.14. Respuesta en frecuencia de las cuatro geometrías estudiadas mediante cálculo CFD para un monitor ubicado en una posición equivalente a la posición del captador experimental en el plano 0°	179
6.15. Zoom de la figura 6.14 con detalle del primer pico (A) y segundo pico (B) del primer modo de resonancia	179
6.16. Comparación de la evolución de la frecuencia del primer pico (A) y del segundo pico (B) de resonancia durante la combustión principal en función de la posición del pistón	180
6.17. Comparación de la evolución de la temperatura en el interior del cilindro en la geometrías del bowl “B”, “C”, “D” y “E” para un punto de funcionamiento de 1500 RPM - 37 Nm de carga	181
6.18. Comparación de la evolución de $\alpha_{(1,0)}$ (A) y $\alpha_{(0,1)}$ (B) durante la combustión principal en función de la posición del pistón	182
6.19. Evolución de la amplitud del primer pico (A) y del segundo pico (B) durante la combustión principal en función de la posición del pistón	183
6.20. Evolución radial de la ER , a diferentes profundidades del bowl, para las cuatro geometrías de bowl estudiadas	184
6.21. Influencia de la geometría del bowl sobre la evolución radial de la ER , para cuatro profundidades del bowl	185
6.22. Influencia de la relación geométrica AR del bowl en los niveles de ER	185
6.23. Influencia de la inclinación de las paredes del bowl en los niveles de ER	186
A.1. Esquema de la cámara anecóica	197
A.2. Fotografía del equipo binaural	199
A.3. Posición del torso binaural	200
A.4. Ejemplo de calibración de transductores	201
A.5. Geometría del bowl del pistón del motor ensayado	201

Indice de tablas

2.1. Parámetros estadísticos del nivel de ruido estimado con la curva de atenuación [189].	41
2.2. Coeficientes C_i obtenidos para dos familias de motores y coeficiente de correlación de los dos componentes [128]	44
2.3. Coeficientes C_i obtenidos para dos familias de motores y coeficiente de correlación de los tres componentes [189]	45
2.4. Coeficientes de Bessel para modos radiales	57
3.1. Valores para los coeficientes del modelo de turbulencia $k-\varepsilon$	72
4.1. Valores de inicialización de la velocidad tangencial y turbulencia de los cálculos CFD, asociados a las condiciones de operación del motor, estimadas en el PMS	98
4.2. Características de los cálculos	108
4.3. Valores de $Dmax(-)$ y $Dc(-)$ obtenidos para cada geometría	111
4.4. Relaciones geométricas de las cámaras de combustión estudiadas	113
4.5. Variación de la temperatura del aire en el interior del bowl, usada en el estudio paramétrico CFD	117
4.6. Variación del tamaño de la excitación usada en el estudio paramétrico CFD	126
4.7. Condiciones de carga experimental usadas para la inicialización del autoencendido en los cálculos CFD	128
5.1. Condiciones térmicas en las paredes	145
5.2. Condiciones CFD iniciales, al cierre de la válvula de admisión	146
6.1. Resumen del estudio paramétrico realizado mediante herramientas CFD	165
6.2. Características de los cálculos	167

6.3. Resumen de las condiciones iniciales	167
6.4. Resumen de las condiciones de contorno	167
6.5. Resumen de datos geométricos y resultados en frecuencia de los dos primeros picos	180

Tabla de símbolos

Latinos

AR	Relación diámetro / profundidad
c_o	Velocidad del sonido
C_1, C_2, C_{mn}	Coefficientes asociados a la propagación de un modo de oscilación en un cilindro
D	Diámetro de un cilindro
Da	Fracción entre la velocidad de la mezcla y la velocidad de combustión
Db	Diámetro de la cámara de combustión
Dc	Diámetro característico del bowl
D_f	Flujo de masa difusivo
D_k	Coefficiente de difusión de cada especie
E_0	Energía liberada
E_e	Energía de la excitación
E_c	Energía cinética
E_{DISS}	Energía disipada
F	Flujo de masa convectivo
F_0	Fuerza de impacto del pistón
$F_{h,j}$	Flujo de calor
F_j^k	Flujo de difusión de cada especie
f	Frecuencia
f_{ma}	Fracción másica de aire
f_{mf}	Fracción másica de combustible
f_{mn}	Frecuencia natural del modo (m,n)
f_{mq}	Fracción másica de gases quemados
G_k, G_b	Constantes de generación de energía turbulenta
h_0	Entalpía total
Δx	Tamaño de celda
I_i	Indicadores (o componentes) de la combustión
J_m	Función de Bessel número m
k_0	Número de onda
k	Energía cinética turbulenta
λ	Longitud de onda
K	Factor de forma, rigidez dinámica
k_{rnm}	Número de ondas del modo transversal (m, n)

k_{zmn}	Número de ondas del modo axial n_z
m	Masa del pistón
M	Número de Mach
(m, n)	Modo transversal de oscilación
η_{ta}	Eficiencia acústica
n	Régimen de giro o evento numerado
n_{idle}	Régimen de giro en condiciones ralenti
p	Presión
p'	Fluctuación de la presión
p_1	Presión instantánea
p_{mean}	Presión media instantánea
P	Fuerza vertical
P_r	Potencia de entrada
P_0	Fuerzas del gas e inercia
R	Constante de los gases perfectos
r_D	Relación entre el diámetro del cilindro y el diámetro máximo del bowl
\vec{r}	Vector posición polar
S_h	Término fuente para la energía
S_i	Término fuente para el momento
S_m^k	Término fuente para las especies químicas
S_m	Término fuente para la masa
T	Temperatura
T_{cili}	Temperatura en el cilindro
T_{culata}	Temperatura en la culata
T_{piston}	Temperatura en el pistón
T_0	Temperatura inicial, periodo natural del sistema vibratorio
u_h	Vector complejo de los desplazamientos nodales
V	Volumen de reacción
V_e	Volumen de la excitación
V_t	Velocidad tangencial
Y^k	Concentración másica de la especie k
X	Ubicación del transductor
Z_0	Plano de cálculo

Griegos

$\alpha_{m,n}$	Coefficiente de Bessel número (m, n) o número del modo circunferencial (m, n)
δf	Variación temporal de la frecuencia
γ	Coefficiente politrópico
μ	Viscosidad de un fluido
μ_t	Viscosidad turbulenta
ω	Velocidad angular
ω_a	Velocidad de rotación del aire
ω_M	Velocidad de rotación del motor

ρ	Densidad
ρ_S	Densidad estructural
ρ_F	Densidad del fluido
ε	Disipación turbulenta
Δ	tolerancia entre en pistón y el cilindro
$\mathcal{U}(x, t)$	Campo vectorial de los desplazamientos estructurales
T_{ij}	Tensor de tensiones
σ_k	Número de Prandtl turbulento para k
σ_ε	Número de Prandtl turbulento para ε

Siglas

A/D	Analógico/Digital
ACT	Apparent Combustion Time
APMS	Antes del Punto Muerto Superior
BEM	Boundary Element Method
CFD	Computational Fluid Dynamics
CFL	Courant Friedrichs Lewy
CPU	Unidad de Proceso Central
CT	Coefficiente de Torbellino
DAP	Duración aparente de la DFQL en fase premezcla
Dcili(-)	Diámetro del cilindro adimensional
DF	Desfase entre autoencendidos
DFQL	Tasa de calor liberado
DI	Direct Injection
Dmax(-)	Diámetro máximo del bowl adimensional
DP	Duración de la DFQL en fase premezcla
DPMS	Después del Punto Muerto Superior
ECU	Electronic Control Unit
EGR	Exhaust Gas Recirculation
ER	Energía de Resonancia
ER(-)	Energía de resonancia adimensional
FEM	Finite Element Method
FFT	Fast Fourier Transform
h	profundidad del bowl
h-	profundidad adimensional del bowl
HSDI	High Speed Direct Injection
IDI	InDirect Injection
MDM	Moving Dynamic Mesh
PMI	Punto Muerto Inferior
PMS	Punto Muerto Superior
SPL	Nivel de presión sonora
R(-)	Radio adimensional

rc	Relación de compresión
RE	Retraso provocado por los efectos de la velocidad del sonido
RF	Respuesta en Frecuencia
TM	Teoría modal
UDF	User Defined function

Operadores

d	Diferencial
$d2$	Diferencial de segundo orden
D	Diferencial total
∂	Diferencial parcial
∇	Operador Nabla $\nabla = \frac{\partial}{\partial x}\mathbf{i} + \frac{\partial}{\partial y}\mathbf{j} + \frac{\partial}{\partial z}\mathbf{k}$, tolerancia

Capítulo 1

Introducción

Índice

1.1. Introducción	3
1.2. Objetivos y Metodología	5
1.3. Planteamiento del trabajo	7

1.1. Introducción

Actualmente, una de las grandes desventajas del motor Diesel comparado con el motor de gasolina es el ruido. La legislación sobre los niveles máximos de ruido se ha vuelto más restrictiva en Europa, y la demanda por diseñar motores más silenciosos es cada vez más importante. Por estas razones muchas investigaciones se llevan a cabo para cumplir con la legislación y para mejorar el confort acústico, característica que juega un rol importante en la decisión de compra del cliente.

El proceso de combustión es una de las fuentes principales de ruido de los motores Diesel, debido al incremento brusco de presión que provoca el autoencendido del combustible en la cámara de combustión, ruido que muchas veces puede ser desagradable. Este rápido incremento de la presión origina el knock, que induce un incremento de las fuerza mecánicas de los elementos dinámicos del motor, y un proceso de oscilación de los gases quemados con una frecuencia asociada con la temperatura del medio y la geometría de la cámara de combustión, también conocido como fenómeno de resonancia. Este fenómeno, común tanto en motores Diesel de inyección directa (DI) como de inyección indirecta (IDI), provoca la vibración del bloque motor [73, 75, 206], vibración que se transmite al aire que rodea el motor y se propaga, llegando al oído humano como ruido. Dependiendo de la frecuencia de oscilación, el fenómeno de resonancia está asociado a diferentes modos de propagación transversal en el rango audible por el oído humano, entre 20 y 20000 Hz.

A partir de la medida de presión en un punto en el interior del cilindro durante el funcionamiento del motor, es posible examinar el comportamiento del gas durante y después de la combustión. Esto, junto con la medida de ruido emitido a un metro del motor, permite correlar los efectos de las condiciones de funcionamiento del motor sobre el comportamiento termodinámico del gas y el ruido emitido [187, 189]. Payri *et al* [129] proponen una metodología para la predicción de la calidad sonora del motor, a partir de parámetros provenientes de la señal de presión en el interior del cilindro como la derivada máxima de presión y la energía de resonancia. Estos estudios han demostrado la importancia de las condiciones de operación y carga del motor sobre la resonancia y la importancia de ésta sobre la calidad acústica del motor. Sin embargo, para el diseño de cámaras de combustión, los métodos experimentales no son los más idóneos por el coste que representa realizar los prototipos, el montaje y las medidas. Además, estos estudios resultan insuficientes en general, ya que la resonancia es un fenómeno temporal y espacial y sólo con monitorizar la presión en un punto no es posible un estudio detallado de este fenómeno.

Como alternativa al método experimental se encuentran los métodos teóricos. Por una parte, Blunsdon y Dent [18, 19] desarrollaron una metodología basada en cálculos CFD (Computational Fluid Dynamics), de la que obtuvieron una estimación de la velocidad de liberación de calor de la combustión y que, junto con correlaciones experimentales encontradas por Pischinger *et al.* [136], les permitieron estimar el nivel de ruido emitido por el motor. Sin embargo, la predicción de los efectos locales de presión, estimados por los modelos de combustión no son coherentes con los niveles de oscilación del autoencendido. Por otro lado Torregrosa *et al.* [187] emplearon dos he-

herramientas numéricas, la teoría modal y los cálculos CFD. La primera les permitieron estudiar el comportamiento de los modos de oscilación, pero su uso se limita a cámaras de combustión de geometría cilíndrica. La segunda herramienta les permitieron ampliar el estudio para dos bowls de geometría real, sin embargo su uso requirió plantear un metodología alternativa. Esta metodología consiste en simular las condiciones termodinámicas del autoencendido, a partir de focos de presión y temperatura en un instante temporal, sin considerar el proceso reactivo de la mezcla aire-combustible, asumiendo que el proceso de combustión se produce en el punto muerto superior y, con la finalidad de simplificar las simulaciones, no se considera el movimiento del pistón.

Dicha metodología se utiliza en esta tesis con la finalidad de ampliar el estudio en cinco geometrías de bowl y estudiar la sensibilidad de la resonancia a parámetros del motor como el movimiento y temperatura del aire y condiciones del autoencendido. A pesar de los buenos resultados, esta metodología tiene limitaciones ya que no se toma en cuenta las variaciones de presión originados por el movimiento del pistón; además, la forma de simular el autoencendido provoca un reducido nivel de oscilación de presión que no es coherente con la física del problema.

Por una parte, resulta difícil mejorar las simulaciones del autoencendido, básicamente debido a las actuales limitaciones de los modelos de combustión Diesel para predecir correctamente el autoencendido y el inicio del proceso de combustión [28,49]. La media de la liberación de calor y la presión en el interior del cilindro se pueden predecir correctamente, pero los niveles locales de presión son aún inciertos. En general, los modelos de combustión no son suficientes para predecir la resonancia provocada por la oscilación de los gases quemados en la cámara de combustión de motores Diesel. Por ello, se propone en el marco de esta tesis plantear una metodología que permita simular los efectos reales del proceso de combustión en el nivel de presión, sin recurrir a las ecuaciones que rigen el control de las reacciones químicas.

Por otra parte, en los últimos años se ha producido un aumento considerable de la potencia y capacidad de los ordenadores, así como de la capacidad de transferencia de datos. Los códigos comerciales de cálculo han mejorado tanto en robustez como en precisión, aunque el tiempo de cálculo para modelos complejos es todavía elevado.

Sin embargo, estas mejoras permiten plantear una nueva metodología CFD para simular el movimiento del pistón y el efecto de los locales y bruscos incrementos de presión provocados por el autoencendido del combustible, y de esta forma calcular la resonancia en cámaras de combustión de motores Diesel. La metodología se basa en la solución de las ecuaciones de flujo en el interior del cilindro para los procesos de compresión y expansión, y en la adición de algunos términos fuente en las ecuaciones de energía y de especies para simular los efectos del autoencendido y de la combustión. Numéricamente, autoencendido y combustión se simulan de forma distinta; la energía liberada por la combustión premezclada se utiliza para simular el autoencendido y la energía liberada por la combustión por difusión se utiliza para simular el resto del proceso de combustión.

1.2. Objetivos y Metodología

La presente tesis doctoral tiene como objetivo estudiar el comportamiento espacial y temporal de la resonancia en diferentes puntos de funcionamiento y para distintas geometrías de la cámara de combustión de un motor Diesel de automoción, y de esta manera obtener criterios de pre-diseño que permitan mejorar la calidad sonora del ruido de combustión del motor.

Las limitaciones de los métodos experimentales y teóricos para estudiar en detalle el fenómeno de resonancia en cámaras de combustión reales conduce al uso del modelado CFD. La metodología CFD, mostrada en la figura 1.1, consiste en simular los efectos del autoencendido sin recurrir al cálculo del proceso reactivo que trae consigo la mezcla aire-combustible. Esta metodología se inicia con el análisis de la señal de presión en el cilindro, mediante un programa de diagnóstico de la combustión, Calmec [111], que sirve para estimar las condiciones iniciales a imponer en los cálculos CFD.

Inicialmente se amplía el estudio desarrollado por Torregrosa *et al.* [187], basado en cálculos sin movimiento de malla, donde se asume que los procesos de autoencendido y combustión ocurren en el PMS. Las condiciones termodinámicas del autoencendido se simulan al inicio del cálculo, a partir de focos de presión y temperatura en instante temporal. Con ello se estudia la sensibilidad de la resonancia a parámetros y geometría del motor.

Sin embargo, esta metodología tiene limitaciones, ya que no tiene en cuenta los procesos de compresión y expansión asociados con el movimiento del pistón. Además, la poca intensidad de presión generada por la simulación instantánea del autoencendido reduce los niveles y la duración de la resonancia, lo cual limita el estudio a un nivel cuantitativo, sin poder comparar los resultados con los ensayos experimentales.

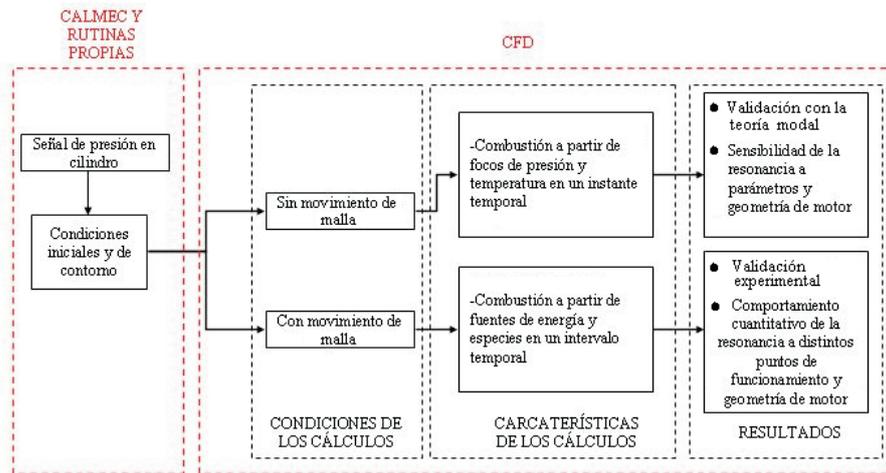


Figura 1.1: Esquema de la metodología seguida

Por ello, en la segunda parte de esta tesis, se añaden importantes modificaciones a esta metodología. Por una parte, se simula el movimiento de malla, es decir, el movimiento del pistón, mediante la activación del modelo de movimiento de malla incluido en el programa CFD, tomando en cuenta los efectos termodinámicos de los procesos de compresión y expansión. Por otra parte, se simula la intensidad del proceso de autoencendido de acuerdo con la energía liberada durante este periodo, tal y como se resume a continuación.

La simulación del proceso de autoencendido y combustión se logra mediante el uso de fuentes temporales que se introducen en las ecuaciones de energía y de especies del programa CFD. Por una parte, el autoencendido se simula mediante la activación y desactivación automática de las fuentes temporales asociadas con la energía liberada en la fase premezclada, a partir de un programa desarrollado específicamente para tal fin. Esta energía se libera en determinadas zonas de la cámara de combustión, asumiendo básicamente que el número de autoencendidos es equivalente con el número de toberas de inyección y que la suma de las energías de dichos autoencendidos es igual a la energía liberada en esta fase premezclada. Por otro lado, la energía liberada en la fase de difusión se incorpora, también de forma automática, en el resto de la cámara de combustión; no provoca oscilaciones de presión, pero sí, mantiene un nivel de presión y temperatura termodinámicamente coherente con los fenómenos del proceso de combustión y con la propagación de ondas asociadas con la resonancia. Se obtiene así, la evolución de la presión en muchos puntos de la cámara de combustión que permiten estudiar las características de este fenómeno a nivel cualitativo y cuantitativo. Es decir, permiten obtener niveles de presión y temperatura en el interior del cilindro consistentes con la física del problema y estudiar el comportamiento de la resonancia a distintos puntos de funcionamiento y para distintas geometrías de

cámaras de combustión del motor.

En ambos cálculos, se define la topología y tipología de malla más adecuada. Por una parte, se consideran celdas de tipo hexaédricas, pues según la literatura [53] proporcionan mayor precisión y estabilidad en el cálculo. Por otro lado, se realiza un estudio de sensibilidad de los resultados y del tiempo de cálculo a cambios en el tamaño de celda, obteniendo así un tamaño de celda óptimo que garantice una buena solución con tiempos computacionales razonables.

Seguidamente, se definen varios indicadores para la caracterización del fenómeno de resonancia, que se emplean durante el análisis de los resultados presentados en esta tesis. El primer indicador, la Respuesta en Frecuencia (RF) de la señal de presión, permite evaluar el comportamiento de la frecuencia y la amplitud de los modos de resonancia. Otro indicador considerado es la Energía de Resonancia (ER), que permite cuantificar la amplitud de los modos de resonancia. Según los resultados obtenidos por Torregrosa *et al* [189], un incremento de este indicador resulta perjudicial para el nivel sonoro del motor. En los estudios en malla móvil se utilizan, además de los indicadores ya mencionados, un indicador más. La frecuencia instantánea, permite conocer el comportamiento temporal de la frecuencia de un modo de oscilación, pudiendo identificar la influencia geométrica del bowl o cilindro en un determinado modo de resonancia.

Finalmente, se validan los resultados CFD con movimiento de malla, mediante comparación con las variables obtenidas del registro de la evolución de la presión en el interior del cilindro, a partir de la presión instantánea, RF, ER y frecuencia instantánea de la resonancia. Una vez comprobada la validez de los resultados CFD, se estudia el comportamiento de la resonancia para distintos puntos de funcionamiento y en varias geometrías de cámaras de combustión.

1.3. Planteamiento del trabajo

Con la finalidad de alcanzar el objetivo propuesto, se ha llevado a cabo el siguiente planteamiento, que respeta la metodología mostrada anteriormente:

En una primera etapa, en el capítulo 2, se realiza una revisión bibliográfica de las publicaciones más relevantes sobre el ruido de combustión en motores Diesel. El objetivo es resaltar las ventajas y debilidades de algunos métodos de investigación, tanto experimentales como teóricos, empleados para el estudio de la resonancia. Estos trabajos son de gran importancia, pero se demuestra el potencial del cálculo computacional CFD frente a los métodos experimentales y teoría modal, elegido como herramienta base en esta tesis.

Seguidamente, en el capítulo 3, se realiza una descripción de la metodología de cálculo CFD para estudiar el fenómeno de resonancia. En primer lugar, se detallan las ecuaciones generales de flujo, los modelos de turbulencia, así como las condiciones de contorno e iniciales, utilizados durante los cálculos CFD. En segundo lugar, se describen las geometrías de cámara de combustión modeladas. Finalmente, con la

finalidad de encontrar el tamaño óptimo de celda que garantice los resultados CFD, se realiza el estudio de independencia de malla.

En el capítulo 4, se utiliza la metodología CFD descrita en el capítulo 3 en simulaciones en malla fija. Con estas simulaciones se estudia la sensibilidad del fenómeno de resonancia en cámaras de combustión a distintas condiciones de funcionamiento (régimen, movimiento y temperatura del aire, condiciones de combustión) y geometrías de la cámara de combustión del motor. Estas simulaciones sirven para estudiar la resonancia de forma rápida y sencilla.

Sin embargo, este tipo de cálculo tiene limitaciones en la simulación del autoencendido, y por ello, se plantean modificaciones importantes en la metodología, las cuales se describen en el capítulo 5. Estas modificaciones tienen como finalidad simular la intensidad del autoencendido de acuerdo con la física del problema. En estos cálculos, en los que se incluye el movimiento del pistón, se simula el autoencendido y el proceso de combustión a partir de la ley de liberación de calor. La aplicación de dicha metodología se realiza en modelos tridimensionales con autoencendido múltiple. La validación de los resultados se realiza mediante comparación con las medidas experimentales, donde se analiza y comenta el comportamiento de los modos de resonancia obtenidos con ambos métodos.

Una vez comprobada la validez de la nueva metodología, se utiliza ésta para realizar un estudio paramétrico presentado en el capítulo 6. Por una parte, se determina la influencia de las estrategias de inyección, el régimen y la carga sobre el comportamiento del fenómeno de resonancia. Por otra parte, se estudia la influencia de la geometría de la cámara de combustión sobre el comportamiento de la amplitud y la frecuencia de los modos de resonancia. Finalmente, en el capítulo 7, se presentan a modo de síntesis, las principales conclusiones derivadas del trabajo realizado y los trabajos futuros.

Capítulo 2

Consideraciones generales sobre el ruido de combustión en motores Diesel

Índice

2.1. Introducción	11
2.2. Fuentes del ruido del motor	11
2.2.1. Ruido de combustión	13
2.2.2. Ruido mecánico	16
2.2.2.1. Cabeceo del pistón	16
2.2.2.2. Ruido del cigüeñal	19
2.3. Mecanismos físicos asociados al ruido de combustión en motores Diesel	20
2.3.1. Fuente	21
2.3.1.1. Modelo de analogía acústica	21
2.3.1.2. Modelo de llama turbulenta	23
2.3.2. Mecanismos de transmisión	26
2.3.3. Mecanismos de emisión	29
2.4. Métodos de cuantificación del ruido de combustión	37
2.4.1. Experimentales	37
2.4.1.1. Determinación de la atenuación del bloque	38
2.4.1.2. Descomposición de la presión en el cilindro	41
2.4.2. Teóricos	45
2.4.2.1. Análisis vibratorio mediante elementos finitos	46

2.4.2.2. Predicción del ruido mediante métodos numé- ricos	47
2.5. Análisis de la resonancia en la cámara de combustión	49
2.5.1. Procedimientos experimentales	50
2.5.2. Procedimientos de cálculo	55
2.5.2.1. Teoría modal	56
2.5.2.2. Técnicas computacionales	59
2.6. Resumen	62

2.1. Introducción

Este capítulo tiene como objetivo dar una visión general de los conceptos más importantes relacionados con el problema de generación de ruido de combustión, siendo la resonancia un fenómeno destacable, que se estudiará durante el desarrollo de esta tesis. Esta revisión bibliográfica constituye la base sobre la que se desarrolla la metodología de esta tesis.

Tras una breve introducción, la segunda sección describe las distintas contribuciones al ruido del motor, considerado como la suma del ruido de combustión y del ruido mecánico. Se presentan las fuerzas que los originan y las posibles técnicas para separar ambas contribuciones. De esta manera se pretende identificar cada contribución, siendo consciente que nunca se podrán separar totalmente.

Una vez conocidas las contribuciones al ruido del motor, en la tercera sección, se describen los mecanismos físicos de generación de ruido, desde la fuente hasta su propagación fuera del motor. Para entender el primer mecanismo, asociado con la fuente de generación de ruido de combustión, se presentan teorías, modelos teóricos y experimentales, así como discusiones sobre su aplicación al caso de la combustión Diesel. Seguidamente se presentan los mecanismos primarios y secundarios de transmisión de ruido en el interior del motor. Por último, se describe el mecanismo de emisión de ruido, asociado con la transmisión de la vibración superficial del bloque al entorno que lo rodea y con la propagación de estas ondas hasta el oído receptor. De esta forma, se pretende determinar los principales factores físicos influyentes en la propagación del ruido y poner en relieve la complejidad de los fenómenos involucrados.

La cuarta sección está enfocada a describir algunas técnicas, experimentales y teóricas, para la cuantificación del ruido de combustión del motor. Se describe el potencial y las limitaciones de estos métodos para realizar el diagnóstico del ruido de combustión. Se identifica el fenómeno de resonancia como componente importante en la valoración del ruido del motor, tanto en la calidad acústica como en el nivel sonoro del motor.

En la quinta sección, se explican algunos procedimientos experimentales y de cálculo utilizados para estudiar la resonancia. Se presentan las limitaciones técnicas de ambos procedimientos para estudiar la resonancia, analizando posibles soluciones para solventarlas. La importancia de este análisis reside en el hecho de que estas soluciones constituyen el punto de partida de la metodología desarrollada en esta tesis, ya que se pretende dar una continuación a los trabajos anteriormente realizados en este tema.

Finalmente, se resumen las principales conclusiones de esta revisión bibliográfica, evidenciando los problemas y las características complejas de la generación de ruido de combustión.

2.2. Fuentes del ruido del motor

El control del ruido de los vehículos de automoción merece un interés creciente por parte de los fabricantes de vehículos debido a la legislación [23] cada vez más

estricta y al hecho de que el confort acústico juega un papel esencial en la decisión de compra del cliente [30, 157]. Por ello, es importante entender y separar las diferentes contribuciones al ruido del vehículo, basándose en la principal fuente de ruido que es el motor. Existen varias posibilidades para diferenciar las fuentes de ruido en un vehículo [4, 11]. La figura 2.1 presenta cinco fuentes responsables de la generación de ruido:

- Aerodinámica.- Ruido producido por la interacción entre el vehículo y el aire, depende de la velocidad y de la aerodinámica del vehículo.
- Rodadura y suspensión.- Ruido producido por el contacto entre el neumático y el firme, depende de la velocidad, de las características de los neumáticos y de la suspensión, así como de la superficie del suelo.
- Transmisión.- Ruido emitido por la superficie de la caja de cambios y por los engranajes y ejes de transmisión, que depende básicamente de la relación de transmisión y del régimen de giro del motor.
- Sistema de admisión y escape.- Ruido de flujo, vibración y emisión de ruido producido por los gases de admisión y escape.
- Motor.- Ruido emitido por el bloque del motor y los accesorios; puede distinguirse entre ruido de combustión y ruido mecánico.

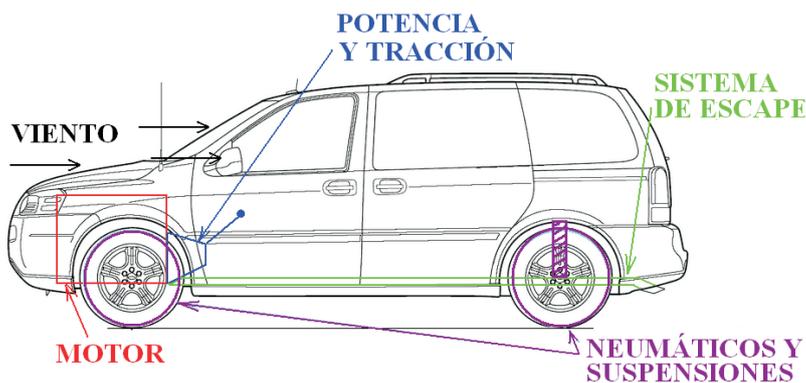


Figura 2.1: Identificación de las fuentes de ruido en un vehículo

A baja velocidad, a menos de 30 km/h para turismos y a menos de 50 km/h para camiones, los motores Diesel de inyección directa representan la principal fuente de ruido de un vehículo. Por encima de estas velocidades, el ruido de rodadura es la principal fuente de ruido así como el ruido aerodinámico, ya que ambos se amplifican con el aumento de la velocidad del vehículo. Según Russel y Haworth [155], en motores Diesel de inyección directa, las dificultades para silenciar otras fuentes de ruido de un vehículo evitarán que el ruido del motor constituya más de la mitad del ruido total,

y parece improbable que el ruido del motor contribuya a menos de una cuarta parte del ruido total del vehículo.

Las fuentes de ruido de un motor Diesel de inyección directa, dependen fundamentalmente de las características de la inyección de combustible, y de las condiciones de operación del motor que están definidas por el grado de carga y el régimen de giro. Consecuentemente, resulta esencial identificar las fuentes del ruido emitido por un motor para analizar separadamente cada causa e intentar limitar su efecto.

Seguidamente, se presentan las distintas fuentes del ruido del motor, resumiendo las técnicas clásicas que permiten distinguirlas.

2.2.1. Ruido de combustión

Las fuerzas generadas por la expansión de los gases durante el proceso de combustión son las causantes del ruido de combustión en motores de combustión interna. En motores Diesel, la combustión provoca un aumento súbito de presión, que es la principal causa del típico ruido impulsivo, también conocido como “Knock” [144,155], que caracteriza a estos motores.

Por una parte, las fuerzas de presión se transmiten directamente al entorno por la cabeza del cilindro y por la culata. Por otra parte, estas fuerzas, que actúan sobre el pistón, se transforman en fuerzas mecánicas que se transmiten internamente y de forma más intensa a través de los componentes del eje del cigüeñal, cojinete y bancada [8,158,197].

Según Russel y Haworth [155], en motores de inyección directa, en situaciones prácticas, como en los ensayos especificados en las legislaciones sobre el ruido de vehículos, el ruido de combustión domina no sólo sobre el ruido del motor sino sobre el ruido del vehículo.

En la figura 2.2 se muestran las distintas contribuciones al ruido del motor [4,5], que son el ruido mecánico, el ruido de combustión y el ruido de accesorios.

El ruido mecánico es el ruido producido por el movimiento de todos los dispositivos mecánicos del motor: válvulas, árbol de transmisión, ejes, engranajes, etc.

El ruido de accesorios es el ruido causado por los elementos auxiliares como el sistema de inyección, el grupo turbo-compresor, bombas de agua y aceite, etc.

El ruido de combustión puede descomponerse en ruido de combustión directo e indirecto y ruido de flujo. Respecto a esta descomposición, las fuerzas actuantes generadas por la combustión se dividen en dos categorías.

El primer grupo de fuerzas, también llamado fuerzas de presión o fuerzas de los gases, es proporcional a la curva de presión del cilindro, y el ruido resultante emitido por la estructura está definido como ruido de combustión directo. Idealmente este ruido sería el resultado de las fuerzas de presión actuando directamente sobre la estructura, suponiendo que no hay tolerancias.

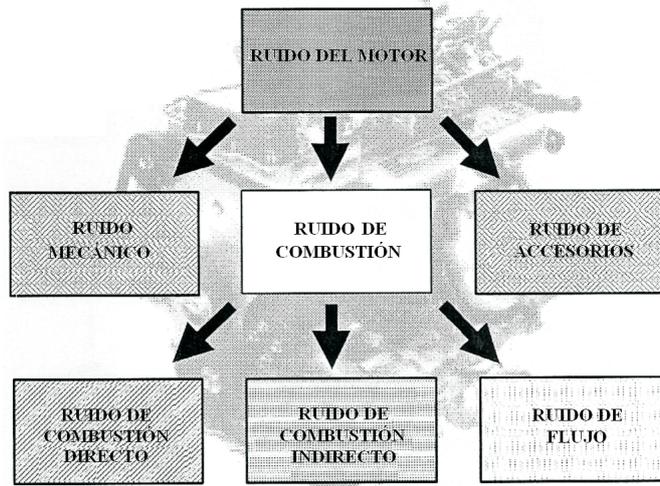


Figura 2.2: Distribución del ruido del motor [4]

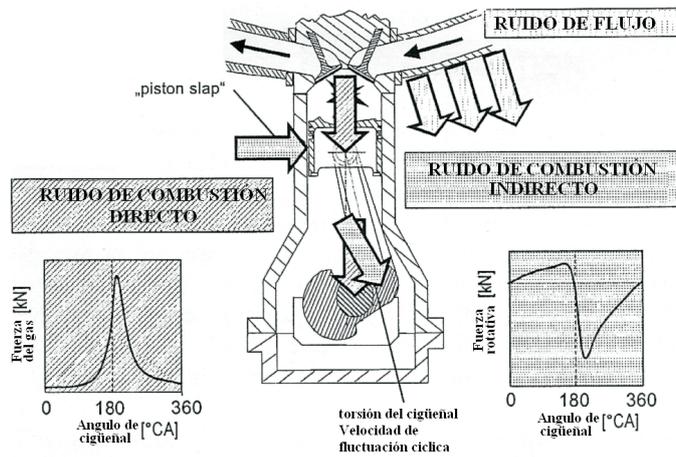


Figura 2.3: Relación entre el ruido de combustión y las fuerzas de excitación [4]

El segundo grupo de fuerzas es proporcional a la fuerza rotativa que causa el ruido de combustión indirecto, forzando a los componentes del motor a moverse en sus tolerancias, lo que provoca impactos. La carga en el cigüeñal y la fuerza lateral sobre el pistón generan respectivamente ruido en el cigüeñal y el cabeceo del pistón sobre la pared de cilindro.

Siguiendo la definición de Alt *et al* [5], el ruido de flujo se produce por los componentes de los sistemas de admisión y escape. El ruido de flujo tiene mayor importancia en motores a gasolina de inyección directa, debido al elevado flujo volumétrico durante la operación estratificada.

La relación entre aquellos componentes del ruido de combustión y las fuerzas de excitación que lo generan se muestra en la figura 2.3.

Otros autores [6, 153] consideran que el ruido del motor está compuesto por el ruido de combustión y el ruido mecánico, puesto que asumen que el ruido de accesorios es parte del ruido mecánico.

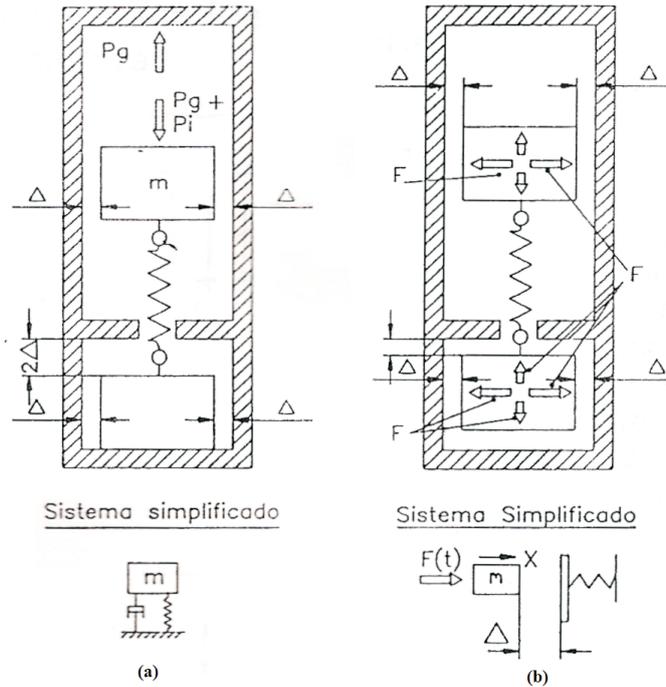


Figura 2.4: Fuerza de excitación directa (a) y fuerza de excitación secundaria (b), según Anderton [6]

La figura 2.4 (a) muestra un esquema de la estructura del motor y de las fuerzas de combustión. En este caso las fuerzas están divididas en fuerzas unidireccionales y fuerzas reversibles. Las fuerzas unidireccionales son las fuerzas de los gases P_g y las fuerzas de inercia P_i actuando principalmente alrededor del punto muerto superior (PMS) en la carrera de compresión. Aparecen durante los procesos de compresión y combustión, y son las responsables del ruido inducido de combustión. Las fuerzas reversibles cambian de dirección debido a las fuerzas de inercia y al mecanismo del

cigüeñal del motor, y son la causa del ruido mecánico (figura 2.4 (b)). Las fuerzas reversibles mueven los distintos elementos de la estructura interna del motor a través de la tolerancia Δ , provocando impactos entre estos elementos, lo que se traduce en vibración de la estructura del motor. Según este análisis, el cabeceo del pistón y el ruido del cigüeñal están considerados como ruido mecánico, en vez de ruido indirecto de combustión (tal y como lo define Alt).

2.2.2. Ruido mecánico

Las pequeñas divergencias en la definición de las diferentes partes del ruido de combustión se deben al hecho de que, en la práctica, es casi imposible separar totalmente el ruido de combustión del ruido mecánico.

2.2.2.1. Cabeceo del pistón

Una de las principales fuentes de ruido y vibración en motores de combustión interna alternativos es el impacto entre el pistón y la pared del cilindro, también conocido como “piston slap”. La figura 2.5 muestra un esquema de las fuerzas actuando sobre el pistón durante los procesos de compresión (ver figura 2.5 (a)) y expansión (ver figura 2.5 (b)). P representa las fuerzas de los gases más las fuerzas de inercia que actúan verticalmente sobre el pistón. El sentido de las fuerzas de inercia está controlado por el movimiento de la biela que cambia su dirección durante el ciclo de trabajo del motor. El mecanismo deslizante presenta una pequeña tolerancia (Δ) entre el pistón y la pared del cilindro, y la biela induce una componente lateral F que cambia su dirección en función de la posición de la biela. Como resultado el pistón golpea de un lado a otro la pared del cilindro, los impactos excitan el bloque motor que a su vez vibra y emite ruido.

En la literatura científica se pueden encontrar muchos estudios experimentales y teóricos, que intentan entender y cuantificar este fenómeno. La importancia de éste se debe al hecho de que representa una de las mayores fuentes de ruido y de vibración, pero también una causa de deterioro del motor [75, 149, 150, 176, 194], sobre todo cerca del PMS y el PMI, debido a que los impactos se intensifican cuando el pistón acelera, desacelera y cambia de dirección.

En la figura 2.6 se muestra un modelo simplificado del cabeceo del pistón. Este modelo no es adecuado para predecir la fuerza temporal de impacto, pero puede ser usado para entender los principios básicos del fenómeno y estimar la energía transferida. De acuerdo con esta aportación, dicha fuerza alcanza su nivel más alto cerca del PMS de un ciclo de trabajo debido a la combustión. El tiempo empleado por el pistón para recorrer la tolerancia Δ es relativamente corto y la variación temporal de la fuerza, σ_0 , puede considerarse constante sobre este periodo. La ecuación del movimiento lateral del pistón está dada por:

$$m\ddot{x} = \text{constante} = \frac{dF}{dt} = \sigma_0, \quad (2.1)$$

donde \ddot{x} representa la variación temporal de la aceleración del pistón en recorrer la tolerancia Δ .

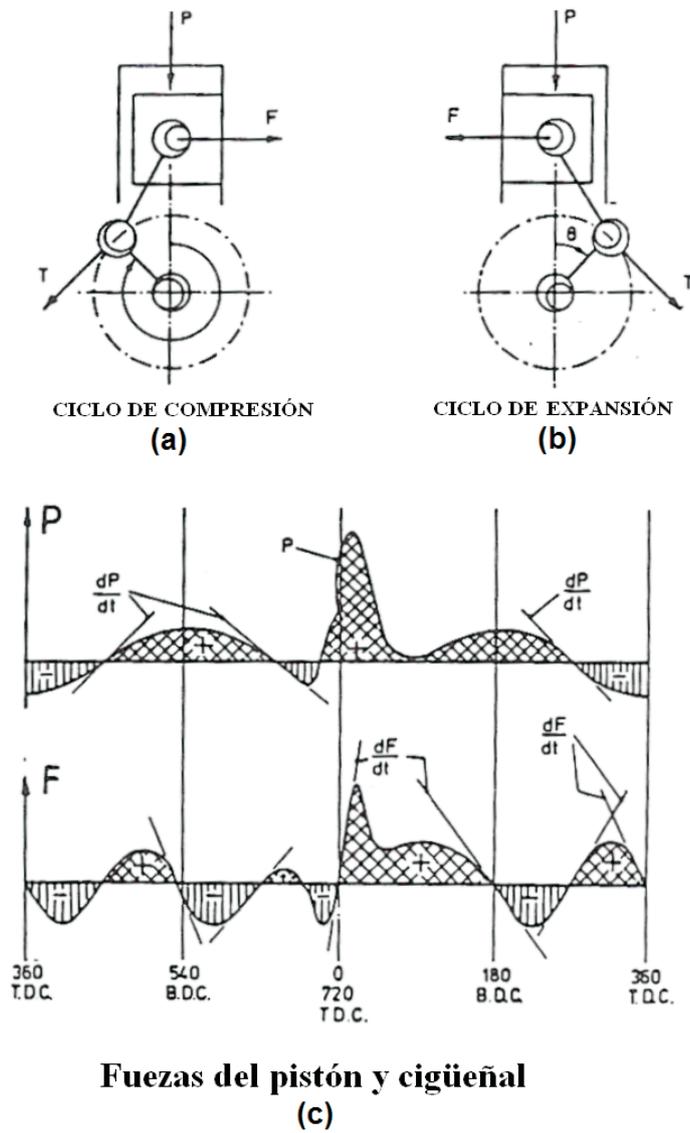


Figura 2.5: Mecanismo físico del “piston slap” [17]

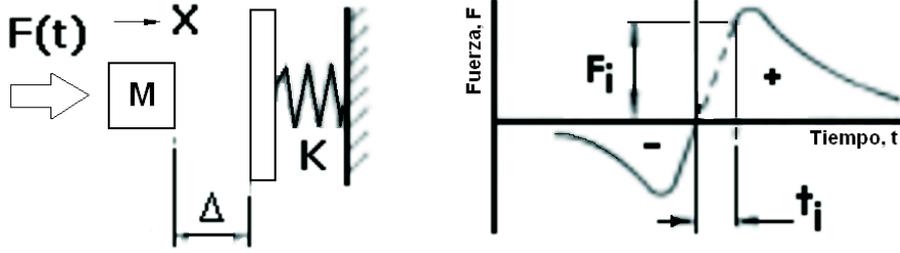


Figura 2.6: Modelo del “piston slap” [17]

Integrando la ecuación 2.1 tres veces en el tiempo t_i , asumiendo irrelevante el amortiguamiento de la película de aceite y suponiendo que la energía cinética es completamente absorbida por la deformación del resorte x_0 , la amplitud de la fuerza impuesta sobre el cilindro debido al impacto simple del pistón puede expresarse por:

$$|F_0| = K.x = \left(\frac{81}{4}\sigma_0^2\Delta^4mK^3\right)^{1/6} \quad (2.2)$$

Con referencia a la figura 2.5, la fuerza del pistón F puede relacionarse con la fuerza vertical P mediante:

$$F = \frac{(r/l)P\sin(\dot{\theta}t)}{\sqrt{1 - (r^2/l^2)\sin^2(\dot{\theta}t)}}, \quad (2.3)$$

donde r es la longitud del brazo del cigüeñal, l la longitud de la biela y $\dot{\theta}$ la velocidad de giro del motor. Derivando esta ecuación respecto al tiempo, la constante σ_0 de la ecuación 2.1 puede ser expresada por:

$$\sigma_0 = \frac{r}{l}P_0n\frac{\pi}{30}, \quad (2.4)$$

donde n es la velocidad de giro del cigüeñal (rev/min) y P_0 la resultante de las fuerzas del gas e inercia en el PMS.

De acuerdo con algunos autores [7,94], la energía cinética alcanzada durante el cabeceo del pistón es un buen indicador de la intensidad del impacto. Simplificando, esto puede expresarse mediante:

$$Ec = \frac{1}{2}Kx_0^2 = \left[\frac{81}{32}\sigma_0^2m\Delta^4\right]^{1/3} \quad (2.5)$$

De las ecuaciones 2.3, 2.4 y 2.5 se puede deducir sobre qué parámetros se debe actuar para reducir la fuerza de impacto así como la energía cinética. Por tanto, se

deduce que es necesario reducir la tolerancia, la masa recíproca, la velocidad de rotación, la relación r/l y las fuerzas de presión. Otro parámetro importante a tomar en cuenta es el tiempo de inyección, ya que tiene un efecto significativo sobre la presión en el PMS; avanzando la inyección, incrementamos P_o y la fuerza lateral. Este modelo masa-resorte simplificado no considera el comportamiento complejo del pistón durante el cabeceo. Con el objetivo de tener un enfoque más preciso se han desarrollado modelos bidimensionales [34, 122], que consideran otros parámetros importantes e influyentes, como el perfil del pistón, la película de aceite, la presión de distribución, la ubicación del centro de gravedad respecto al eje del pistón, la masa y la inercia del pistón.

La principal dificultad de estos modelos es la separación del ruido de combustión y del ruido provocado por el cabeceo del pistón, ya que ambos fenómenos se generan principalmente cerca del PMS. El principal obstáculo para identificar ambas fuentes de ruido se debe a la influencia directa que tiene la combustión sobre la generación de las fuerzas laterales. Además, las condiciones térmicas afectan al ruido generado, ya que al provocar la dilatación del pistón modifican las tolerancias, lo que afecta el patrón de movimiento del pistón. Se han desarrollado técnicas analíticas con la intención de separar el ruido de combustión y el ruido provocado por el cabeceo del pistón [15, 162], pero la principal dificultad de estas técnicas es el solapamiento de ambas fuentes de ruido en los dominios tiempo y frecuencia. En conclusión, en la bibliografía, no existe ninguna técnica fiable para determinar el ruido de combustión y el ruido provocado por el cabeceo del pistón con un costo y tiempo razonables.

2.2.2.2. Ruido del cigüeñal

Como se ha comentado anteriormente, las fuerzas de presión generadas durante el proceso de combustión, que actúan en el pistón, son transformadas en fuerzas mecánicas y transmitidas internamente a través de la biela y el cigüeñal. Tal y como se puede observar en la figura 2.5, durante un ciclo normal de trabajo, el cigüeñal está sometido a fuerzas que cambian de dirección e intensidad. Esto, junto con la inevitable presencia de tolerancias genera impactos en los cojinetes del cigüeñal. Estos impactos inducen vibración del sistema y generan ruido.

A este fenómeno también se le conoce como “rumble noise” (ronquidos), que es un ruido de baja frecuencia. Este ruido es más evidente en motores de gasolina con relación de compresión relativamente elevada, ya que este fenómeno ocurre cuando el motor se encuentra a alta velocidad o en aceleración [14, 94, 100]. Se han realizado muchos estudios con la finalidad de evaluar los efectos de las propiedades dinámicas y tolerancias radiales del cigüeñal sobre la intensidad y la calidad del ruido emitido. En tales estudios, se ha aplicado el parámetro psicoacústico “roughness” a los datos medidos de ruido y vibraciones para cuantificar más precisamente la sensación total de ruido [14, 100, 120]. Según Maetani *et al* [105] la vibración puede reducirse si se mejora la rigidez del cigüeñal. Nehl *et al.* [120] encontraron una combinación óptima de los rangos de tolerancia radial para mejorar la calidad de ruido emitido por los cojinetes. Sin embargo, la teoría exacta de cómo se genera el ruido del cigüeñal es aún

incierta.

La vibración del cigüeñal y del par fluctuante se propaga a través de la distribución. El ruido provocado por estos impactos también se conoce como ruido metálico. Según Russel [154], existen diferentes formas de reducir el origen de este ruido, que pueden ser optimizando la forma y las dimensiones de los dientes de los engranajes, optimizando la posición de estos dientes respecto a los modos de vibración presentes, optimizando la distancia entre dientes, reduciendo las tolerancias o utilizando elementos más elásticos.

2.3. Mecanismos físicos asociados al ruido de combustión en motores Diesel

En un motor Diesel, la fuente de excitación en el interior del motor viene definida por las fuerzas de presión y las fuerzas mecánicas o fuerzas de inercia. La perturbación producida por la fuente se propaga por dos mecanismos de transmisión, el primero transfiere la energía del fluido al eje del motor (pistón, biela, cigüeñal), mientras que el segundo transfiere la fuerza de presión hacia la estructura del bloque [76]. El efecto de esta propagación es la vibración superficial del bloque, que como consecuencia de su desplazamiento origina a su vez la perturbación -caracterizada por ondas de presión- del aire que rodea al motor. Estas ondas de presión, que corresponden al ruido emitido por el bloque, se propagan aéreamente hasta el receptor, quien percibe el ruido.

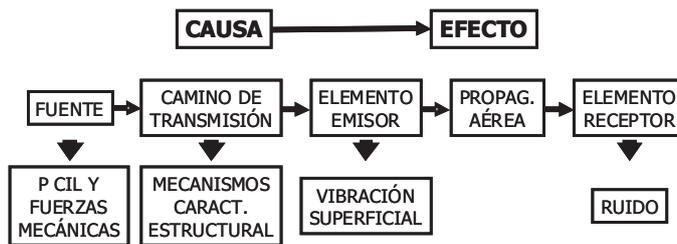


Figura 2.7: Procesos físicos asociados al ruido de combustión [6]

Atendiendo a estos aspectos, se ha planteado una serie de aproximaciones posibles para abordar el problema del ruido de combustión. Como en cualquier sistema, cada una de estas aproximaciones intenta establecer una relación entre la causa del problema y el efecto (ver figura 2.7). De acuerdo con esta filosofía y teniendo en cuenta que el problema está relacionado con un sistema de generación de ruido, en esta sección se describen los mecanismos físicos asociados al ruido de combustión, empezando por la fuente como elemento de excitación, seguido de los mecanismos de transmisión por donde se transmite dicha excitación y por último los mecanismos de emisión desde la vibración superficial del bloque hasta el ruido percibido por el elemento receptor.

2.3.1. Fuente

Aunque existen muchas formas de tratar el ruido de combustión desde el punto de vista teórico, en esta tesis sólo se presentarán dos modelos. En el primer modelo, correspondiente al modelo de analogía acústica, se presentan tres teorías basadas en los principios de conservación de masa, momento y energía. El segundo modelo, correspondiente al modelo de llama turbulenta, trata de ser más práctico y se desarrolla desde dos puntos de vista, uno teórico y otro experimental.

2.3.1.1. Modelo de analogía acústica

Entre los numerosos planteamientos posibles, destacan tres teorías fundamentales, conocidas como de analogía acústica [47]. La primera se basa en la ecuación de Lighthill [33] y la segunda en la ecuación de Phillips [60, 77]. Sin embargo, la teoría que se va a describir de forma simplificada a continuación es la de Strahle [180], ya que es una combinación de las dos anteriores.

El inicio de todas las teorías fundamentales es el establecimiento de los principios de conservación de masa, momento y energía, aplicados a la mezcla de aire y de combustible en un cilindro de un motor. Dicha mezcla es considerada como un fluido no viscoso en un medio adiabático:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t}(\rho v_i) = 0, \quad (2.6)$$

$$\rho \frac{\partial v_i}{\partial t} + \rho v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} = - \frac{\partial p}{\partial x_i} = \rho \frac{Dv_i}{Dt}, \quad (2.7)$$

$$\frac{Ds}{Dt} = \frac{\dot{Q}}{\rho T}, \quad (2.8)$$

donde ρ es la densidad del fluido, v_i la coordenada de la velocidad en la dirección i , x_i la coordenada de la posición en la dirección i , p la presión total, s la entropía, \dot{Q} el flujo de calor liberado y T la temperatura. El efecto de la combustión se introduce por la fuente de calor \dot{Q} presente en la ecuación 2.8. Ningún fenómeno de transporte molecular se incluye en las ecuaciones, ya que no son importantes para los problemas de generación de ruido [118].

Por eso, los procesos de transferencia, de amortiguamiento y en algunos casos, de generación de turbulencia no se consideran porque dependen del transporte molecular y por lo tanto, son lentos en comparación con el periodo de generación de ruido. Sin embargo, existen importantes movimientos de turbulencia, que pueden generar ruido.

Otra hipótesis asumida en esta teoría es que el fluido es un gas perfecto. Consecuentemente:

$$p = \rho RT, \quad (2.9)$$

$$c^2 = \frac{\gamma p}{\rho}, \quad (2.10)$$

$$\frac{s}{c_p} = \frac{1}{\gamma} \ln p - \ln \rho, \quad (2.11)$$

donde R es la constante de los gases perfectos, c la velocidad del sonido, c_p el calor específico a presión constante y γ el exponente adiabático. Por lo tanto, a partir de las ecuaciones 2.6 y 2.11, se puede obtener una formulación más aprovechable de la ecuación de la energía 2.8:

$$\frac{D \ln p}{Dt} + \gamma \frac{\partial v_i}{\partial x_i} = (\gamma - 1) \frac{\dot{Q}}{p} \quad (2.12)$$

La aportación de la teoría de Strahle está basada en la construcción de la ecuación de Lighthill, diferenciando en tiempo la ecuación 2.6. Restándole la divergencia de la ecuación 2.7 y el término $\frac{\partial}{\partial x_i} [\bar{c}^2 \frac{\partial \rho}{\partial x_i}]$, se obtiene como resultado un operador de onda sonoro para un medio estacionario, que toma en cuenta la velocidad del sonido variable y un término de heterogeneidad:

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{c}^2 \frac{\partial \rho}{\partial x_i}) = - \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (\rho v_i v_j) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\frac{\partial p}{\partial x_i} - \bar{c}^2 \frac{\partial \rho}{\partial x_i}), \quad (2.13)$$

Por otra parte la aportación de Chiu *et al.* [33] está basada en la construcción de la ecuación de Phillips mediante el uso de la variable $\eta = \ln p$ en el cálculo de la derivada temporal total de la ecuación 2.12. Restándole la divergencia de la ecuación 2.7, se obtendría:

$$\frac{D^2 \eta}{Dt^2} - \frac{\partial}{\partial x_i} (c^2 \frac{\partial \eta}{\partial x_i}) = (\gamma - 1) \frac{D}{Dt} (\frac{\dot{Q}}{p}) + \gamma \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \quad (2.14)$$

Los términos $\frac{\partial}{\partial x_i} (\frac{\partial p}{\partial x_i} - \bar{c}^2 \frac{\partial \rho}{\partial x_i})$ de la ecuación 2.13 y $(\gamma - 1) \frac{D}{Dt} (\frac{\dot{Q}}{p})$ de la ecuación 2.14 son los responsables de la generación del ruido de combustión. Como estos términos se asumen conocidos, las ecuaciones se simplifican y el problema se reduce a resolver una ecuación de onda heterogénea. La principal dificultad reside en que los términos de velocidad a la derecha de las ecuaciones 2.13 y 2.14 contienen términos de dilatación, pero \dot{Q} y $\frac{\partial v_i}{\partial x_i}$ están relacionados por la ecuación 2.12. Además, linealizando las ecuaciones 2.7 y 2.12 para pequeñas perturbaciones alrededor de un estado estacionario y considerando el caso límite de un flujo con bajo número de Mach, se obtiene el mismo resultado que a partir de la ecuación 2.13. Sin embargo, no se concluye lo mismo si se hace la aproximación de un número de Mach bajo directamente en la solución de la ecuación 2.14. Al final, en ambos casos, se obtiene una solución en campo lejano para la ecuación 2.13:

$$p' \propto \frac{1}{|\bar{\mathbf{r}}|} \int_V \frac{1}{\bar{c}^2} \frac{\partial \dot{Q}}{\partial t} \Big|_{\bar{\mathbf{r}}_0, t - (|\bar{\mathbf{r}}|/c_0)} dV(\bar{\mathbf{r}}_0) \quad (2.15)$$

Y para la ecuación (2.14):

$$p' \propto \frac{1}{|\tilde{\mathbf{r}}|} \int_V \frac{1}{\bar{c}^2} \left[\frac{\partial \dot{Q}'}{\partial t} + \bar{v}_i \frac{\partial \dot{Q}'}{\partial x_i} + \left(v'_i - \frac{T'}{T} \bar{v}_i \right) \frac{\partial \bar{Q}}{\partial x_i} \right]_{\tilde{\mathbf{r}}_0, t - (|\tilde{\mathbf{r}}|/c_0)} dV(\tilde{\mathbf{r}}_0), \quad (2.16)$$

donde p' es la fluctuación de presión, $\tilde{\mathbf{r}}$ el vector de posición polar y V el volumen que encierra la reacción. Según Strahle, la ecuación 2.15 representa una versión mejorada de la teoría de Lighthill. Sin embargo, otros autores como Shivashankara y Crouch [164] consideran que la ecuación 2.16 es más aprovechable ya que asumen que su primer término contribuye de manera muy importante al ruido de combustión.

En conclusión la teoría de Strahle permite confirmar que el principal fenómeno físico causante del ruido de combustión es la variación temporal del flujo de calor.

El uso de este modelo presenta una limitación, ya que el cálculo del espectro sonoro depende de los detalles de la turbulencia, que son difíciles de obtener con la presencia de la combustión. Una llama se caracteriza por las oscilaciones y la inestabilidad, además existe una constante interacción entre la llama y el campo acústico.

En resumen, los resultados de estos estudios sirven como entendimiento general de la física del problema relacionado con la generación del ruido de combustión y del importante papel de la liberación de calor y de la velocidad de llama sobre la emisión acústica. Por otro lado, parece claro que con estas aportaciones es imposible conseguir una predicción de la emisión sonora precisa, debido al conocimiento limitado de los detalles locales de turbulencia en una llama turbulenta.

2.3.1.2. Modelo de llama turbulenta

Sin embargo, existe un modelo más práctico que la primera representación teórica para describir el ruido generado por el proceso de combustión. Se trata de aplicar la teoría de Strahle sobre llamas turbulentas premezcladas, emitiendo en campo libre, es decir, en un volumen abierto donde no existe la influencia de condiciones de contorno sobre el comportamiento de la llama. Este modelo se analiza desde un punto de vista experimental y teórico.

Parte experimental

Una de las configuraciones más simples para estudiar la generación de ruido de combustión consiste en considerar que una llama turbulenta de gases premezclados se quema en un campo abierto, tal y como se muestra en la figura 2.8. Se trata de una llama turbulenta Bunsen de gases premezclados en un extremo abierto. El objetivo de los trabajos experimentales acerca de este tema consiste en buscar una correlación entre una cantidad característica del ruido generado y parámetros característicos de la llama.

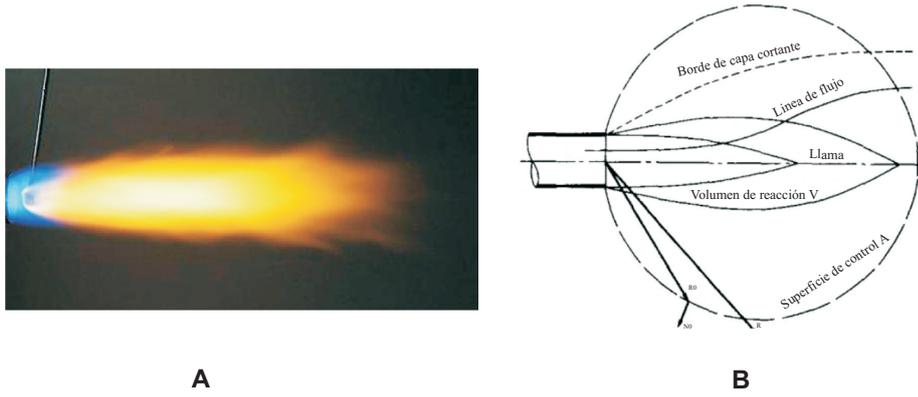


Figura 2.8: Fotografía (A) y esquema (B) de una llama turbulenta [182]

Típicamente, se determina la potencia sonora P_s , adimensionalizada por una variable característica del problema, como la potencia calórica $\dot{m}_f H$, donde \dot{m}_f y H son la tasa y el poder calorífico del combustible. Si sólo se considera el tiempo de reacción global y no el de cada reacción, se puede considerar la velocidad de la llama como laminar y se obtiene experimentalmente la expresión siguiente de la eficiencia acústica:

$$\eta_{ta} \equiv \frac{P_s}{\dot{m}_f H} \propto M^{2,68} \text{Re}^{-0,09} \text{Da}^{0,92} F_{mf}^{-1,26}, \quad (2.17)$$

donde M es el número de Mach de los gases premezclados, Re el número de Reynolds, F_{mf} la fracción de masa del combustible y Da la fracción entre la velocidad de la mezcla y la velocidad de combustión que puede determinarse a partir de la velocidad laminar de llama.

En la figura 2.9 se presenta un ejemplo de la respuesta en frecuencia obtenida experimentalmente con una llama de gases premezclados. Se puede observar que el ruido de combustión da lugar a un ruido de banda ancha con un nivel de presión máximo de aproximadamente 800 Hz.

A partir de la ecuación 2.17, se puede observar la poca influencia del número de Reynolds, indicando que los procesos de transporte molecular juegan un papel poco importante en la generación de ruido.

Otra correlación que se suele utilizar es el número de Strouhal. Este número adimensional describe los mecanismos de oscilación de flujo, definido por $St = f_p D/U$. Se obtiene la ecuación siguiente:

$$St \propto M^{-0,40} \text{Re}^{0,02} \text{Da}^{0,39} F_{mf}^{-1,1}, \quad (2.18)$$

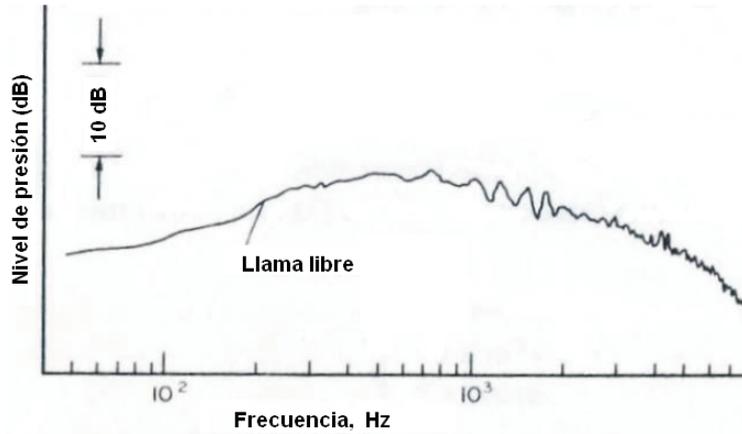


Figura 2.9: Espectro del ruido de combustión para una llama de gases premezclados en campo libre [178]

Donde nuevamente la influencia del número de Reynolds no es muy importante. De las ecuaciones 2.17 y 2.18, se deduce que la química, mediante Da , y la temperatura de llama, mediante F_{mf} , juegan un papel importante en el proceso de generación de ruido.

Parte teórica

El objetivo de este apartado consiste en comprobar que se puede explicar físicamente la ecuación 2.17 determinada experimentalmente. En la referencia [182], se presenta una teoría simple, en la que una llama esquemática puede llegar a la situación límite de tener una superficie nula. Se considera válida esta representación, ya que las longitudes de las ondas emitidas siempre son grandes en comparación con el volumen de la llama. En este caso límite de tamaño de llama nulo, los gases se mezclan casi completamente con el aire ambiente, de tal forma que la velocidad del sonido es más o menos constante y la velocidad de flujo casi nula. Consecuentemente, la ecuación de ondas es válida y se puede escribir su transformada de Fourier, es decir la ecuación de Helmholtz:

$$\nabla^2 p_\omega + \lambda^2 p_\omega = 0, \quad (2.19)$$

donde λ es la longitud de onda con velocidad angular ω . De la solución en campo libre de esta ecuación, se deduce la potencia acústica:

$$P = \overline{p'^2} \frac{4\pi |\bar{r}|^2}{\bar{\rho}\bar{c}} \quad (2.20)$$

Se confirma entonces que el ruido de combustión crea un campo de ruido de

tipo monopolio, causado por la dilatación del medio encerrado por la llama. Por lo tanto, la teoría es coherente con los experimentos, sobre todo en el caso de llamas turbulentas premezcladas. Este resultado permite confirmar las hipótesis establecidas en la parte experimental, es decir la dependencia del ruido de combustión con la velocidad de llama, lo que equivale a la tasa de combustión, y la poca influencia de los fenómenos de transporte molecular.

Para poder aplicar estas teorías al caso de una combustión en motores Diesel, tendrían que tomarse en cuenta ciertas consideraciones como la diferencia entre una llama premezclada y una llama propagada por difusión, controlada por su aerodinámica, su forma y la estructura de su turbulencia. Otra consideración es el tamaño de la llama sobre la estructura de la turbulencia y sobre el contenido espectral y la directividad del ruido radiado. Otro aspecto es el encerramiento de la llama; cuando una fuente acústica se encuentra en un espacio cerrado, las características de radiación del sonido no son las mismas que en campo libre, ya que las reflexiones en las paredes sobre la fuente provocan un fenómeno de cambio de impedancia de radiación de la fuente. El encerramiento también causa la excitación de modos de resonancia y la posible interacción entre la onda reflejada y la fuente. Este problema es particularmente complejo en el caso de la combustión de motores, debido a su inestabilidad y a la propagación de estos fenómenos en campo lejano.

Sin embargo, a pesar de estas complicaciones, siguen siendo válidas las principales interpretaciones de las ecuaciones definidas anteriormente, como el aumento de ruido con la tasa de combustión, sobre todo al inicio de la combustión Diesel en MCIA. Este último está controlado por las condiciones termodinámicas de la mezcla aire-combustible y el índice de cétano. Para mejorar las teorías actuales, sería necesario seguir evaluando los últimos experimentos y teorías de llama turbulenta descritos anteriormente, y de esta forma suplir la falta de información sobre la turbulencia de la llama.

2.3.2. Mecanismos de transmisión

Como se ha mencionado anteriormente, las fuerzas de combustión y las fuerzas mecánicas son las causantes de que la superficie externa del motor vibre con amplitudes elevadas.

Reducir estas fuerzas representa uno de los mayores esfuerzos para disminuir el ruido global del motor. Sin embargo, aspectos prácticos limitan el éxito de esta idea, ya que resulta difícil modificar las características del proceso de combustión para disminuir los niveles de ruido sin sacrificar otros requerimientos como prestaciones y emisiones.

Una aproximación prometedora para reducir el ruido del motor a través de modificaciones internas consiste en estudiar los mecanismos de transmisión de las fuerzas.

Según Russel [152, 154], existen dos caminos primarios de transmisión.

En el primer camino, la vibración se transmite a través de la estructura del bloque, desde la pared interna del cilindro hacia la superficie externa del bloque. A su vez, este primer camino discurre por dos sub-caminos de transmisión.

El primer sub-camino tiene como fuente de excitación el cabeceo del pistón, también conocido como “piston slap”. Tal y como se ha explicado en la sección 2.2.2.1, la suma de las fuerzas de los gases y de inercia provoca movimientos del pistón dentro de sus tolerancias, y por lo tanto choques en las paredes del cilindro que generan un ruido denominado “slap”. Este mecanismo se puede describir como un movimiento de un sólido rígido, el pistón, superpuesto a un movimiento alternativo. Por lo tanto, se divide en un movimiento de translación y un movimiento de rotación. La translación, mostrada en la figura 2.10(a), tiene una componente transversal y otra vertical, es breve e intensa en el momento de iniciar la combustión, alrededor del PMS, y sus características cinemáticas se pueden deducir de estudios tanto experimentales como teóricos [37, 56, 124]. Por su parte, la rotación, que se muestra en la figura 2.10(b), provoca un segundo impacto en la cabeza del pistón. Naturalmente, muchos parámetros condicionan las propiedades finales del cabeceo del pistón pero, de acuerdo con la literatura [7, 94, 121], destacan dos parámetros: la tolerancia pistón/cilindro y el avance de inyección.

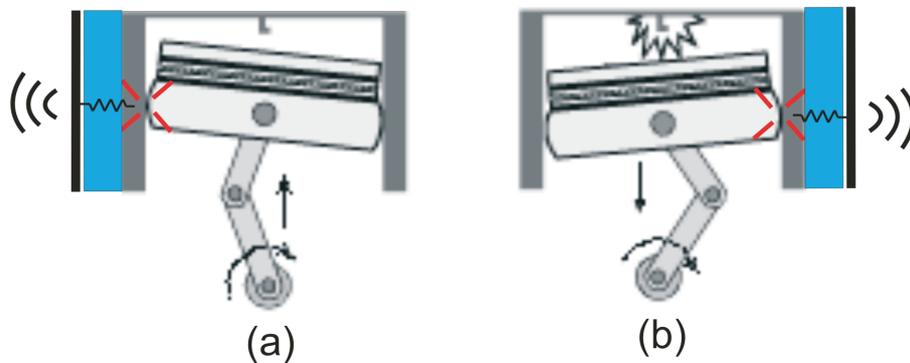


Figura 2.10: “piston slap”

El segundo sub-camino tiene como fuente de excitación la fuerza de presión. Esta fuerza, que se transmite a través de las paredes internas del cilindro, se intensifica durante el proceso de combustión. Además, el rápido aumento de la presión genera oscilaciones de presión del gas a frecuencias propias de las dimensiones de la cámara de combustión [25]. El interés creciente por estudiar el comportamiento de estas oscilaciones [24, 66, 188] se debe a que la frecuencia donde se detectan las mayores amplitudes de resonancia se encuentra en el rango de frecuencia donde la atenuación del bloque no es máxima [143].

Esta fuerza de presión está dominada por la fluctuación de la presión p_t después de la combustión. Este mecanismo de transmisión se puede modelar como un sistema lineal masa muelle, con masa m , coeficiente de amortiguamiento C y rigidez dinámica K :

$$m\ddot{x} + C\dot{x} + Kx = p_t, \quad (2.21)$$

donde x es el desplazamiento, $\dot{x} = j\omega x$ la velocidad, y $\ddot{x} = -\omega^2 x$ la aceleración.

Ricardo [147, 148] determinó la relación cualitativa entre la rapidez de la combustión y el ruido generado, y planteó que la explosión que golpea las paredes del cilindro es similar al golpe de un martillo. También precisó que el rápido crecimiento de la presión de los gases de combustión tiene el mismo efecto sobre el ruido estructural del motor que un impacto metálico, porque la respuesta estructural disminuye rápidamente durante el intervalo temporal entre combustiones sucesivas. El ruido y la vibración del motor son básicamente fenómenos transitorios, ya que la amplitud sonora provocada por la vibración estructural del motor a sus frecuencias naturales depende de la forma y del momento en que se aplique la fuerza de los gases así como de las características dinámicas de la estructura del motor y de su amortiguamiento.

Hince [69] llegó a una importante conclusión respecto al efecto de la forma particular de la fuerza provocada por los gases de combustión sobre la respuesta estructural del motor. Su estudio reveló que el factor importante en el diagrama fuerza-tiempo es la relación entre el periodo en el que se produce el incremento de esta fuerza (Δt) y el periodo natural del sistema vibratorio (T_0) asociado a la estructura:

$$\tau = \frac{\Delta t}{T_0} \quad (2.22)$$

Sólo cuando la relación τ es mayor que 0.25, el incremento de la fuerza llega a ser un factor controlador para determinar la amplitud de la vibración resultante. Esto significa que, a alta velocidad del motor, la forma de la fuerza de los gases de combustión, ya sea en motores a gasolina o Diesel, tiene un efecto insignificante.

El segundo camino primario discurre por dos sub-caminos de transmisión, a través de las conexiones del pistón formadas por los mecanismos biela-manivela y eje del cigüeñal, y a través de la culata. En el primer sub-camino, la vibración se produce por el cambio rápido de dirección de la fuerza de fricción y por las tolerancias entre estos mecanismos y el pistón, que corresponden al modo tracción-compresión del sistema entre 3 y 4 kHz. Nuevamente, en este mecanismo de transmisión los dos parámetros más importantes son las tolerancias y el avance de la inyección, que condicionan la amplitud de estas vibraciones. El segundo sub-camino se inicia durante la combustión, el movimiento de la culata transmite sus modos naturales a los componentes que están unidos a ésta, con una dimensión característica aproximadamente del doble de la del bloque [154]. Sin embargo, la vía de transmisión por la culata es mucho más rígida que la vía pistón-biela. Por lo tanto, la estructura del bloque atenúa considerablemente el nivel de presión a baja frecuencia, atenuación que aumenta rápidamente a frecuencias menores de 2 kHz [44, 123, 155].

En general, los mecanismos de transmisión tienen como causa las fuerzas de presión y las fuerzas mecánicas en el cilindro y como efecto la vibración de la superficie externa del motor. Russel [152] resume los parámetros y/o mecanismos que controlan la respuesta estructural del motor en distintas bandas de frecuencia, en función del elemento de transmisión del motor :

- A baja frecuencia, la respuesta del motor está controlada por la rigidez de los materiales y la capacidad de radiación del cárter, de las tapas y de las paredes de sección fina [154].
- Entre 0.2 y 1 kHz, muchos motores en línea tienen resonancias por la flexión del cárter y del bloque; aunque estas resonancias no coinciden con las de la presión en el cilindro [153].
- Entre 1 y 5 kHz, existe un modo longitudinal del pistón, de la biela y del cigüeñal que aumenta la respuesta de la estructura en este rango de frecuencia [88, 154]. Las paredes de fundición y las tapas de la distribución impiden las resonancias intensas [153], pero el primer modo de la pared del cárter se excita por la presión en el cilindro mediante la biela y la vibración del cigüeñal [152, 201]. Además, estos modos están excitados por la presión en el cilindro.
- A más de 5 kHz, el ruido es esencialmente radiado por las tapas de aluminio fundido y las áreas pequeñas de hierro fundido y de sección fina, especialmente las de la culata y del bloque [154].

2.3.3. Mecanismos de emisión

Los mecanismos de emisión acústica de un motor comprenden tres etapas. La primera etapa está asociada a la vibración superficial del bloque, la siguiente consiste en la transmisión de esta vibración al entorno que rodea la estructura vibrante, donde los desplazamientos estructurales se transforman en ondas de presión irradiadas desde su superficie (excitación), y la última etapa comprende la propagación de estas ondas hasta el oído receptor.

Vibración de estructuras mecánicas

Mediante el análisis vibracional se determina los primeros modos propios de una estructura.

El cálculo de estos modos parte de la solución de las ecuaciones no amortiguadas de equilibrio dinámico:

$$\tau_{ij} \cup, j - \rho_S \ddot{U}_i = 0, \quad i = 1, 2, 3 \quad (2.23)$$

donde $\cup(x, t)$ es el campo vectorial de los desplazamientos estructurales, τ_{ij} describe el tensor de tensiones y ρ_S la densidad estructural. La respuesta amortiguada de la estructura a una carga externa dinámica puede calcularse a partir de la ecuación:

$$\tau_{ij}n_j - d\dot{U}_i - \rho_S \ddot{U}_i = 0, \quad (2.24)$$

donde d es el coeficiente de amortiguamiento viscoso, y las tracciones externas satisfacen las condiciones de equilibrio:

$$\tau_{ij}n_j = f_i \quad (2.25)$$

Seguidamente, se describe el comportamiento armónico temporal del desplazamiento de las excitaciones según:

$$F(x, t) = f(x)\exp(-i\omega t), \quad U(x, t) = u(x)\exp(-i\omega t), \quad (2.26)$$

donde ω es la frecuencia angular de la excitación armónica.

Imponiendo continuidad cinemática y condiciones de contorno, conduce a un sistema de ecuaciones discretas estacionarias:

$$[K - i\omega C - \omega^2 M]u_h = f_h, \quad (2.27)$$

donde u_h es el vector complejo de los desplazamientos nodales generalizados, f_h es el vector de las fuerzas nodales y $[K - i\omega C - \omega^2 M]$ es la matriz de rigidez dinámica. En general, se resuelve este sistema para una serie de frecuencias de excitación que se eligen en un intervalo de frecuencia $[\omega_0, \omega_1]$.

Transmisión al entorno y propagación

La propagación de ondas en un fluido compresible está gobernada por la ecuación de onda.

$$\Delta p - \frac{1}{c^2} \ddot{p} = 0, \quad (2.28)$$

donde p es la presión del fluido y c es la velocidad del sonido en el fluido. Asumiendo un comportamiento armónico temporal, la ecuación de onda se reduce a la ecuación de Helmholtz.

$$\Delta p + k_0^2 p = 0 \quad (2.29)$$

Con el número de onda $k_0 = \omega/c$

Si el fluido está en contacto con una estructura elástica, la deformación de la superficie estructural (Γ_w) actúa como una carga de presión sobre el fluido. Además, se aplica una condición de acoplamiento cinemático de igualdad de las velocidades normales a lo largo de la interface estructura-fluido. La perturbación de la estructura vibrante hacia el fluido en el dominio $\Omega_S \cup \Omega_F$ se basa en las siguientes ecuaciones temporales:

$$\tau_{ij}(u)_j + \rho_S w^2 u_i = 0, \quad i = 1, 2, 3 \text{ en } \Omega_s \quad (2.30)$$

$$\tau_{ij}(u)n_i n_j = -p, \quad i = 1, 2, 3 \text{ sobre } \Gamma_W \quad (2.31)$$

$$\frac{\partial p}{\partial n} = \rho_F w^2 u \cdot n, \quad \text{sobre } \Gamma_W \quad (2.32)$$

$$\Delta p + k_0^2 p = 0, \quad \text{en } \Omega_F \quad (2.33)$$

donde ρ_S y ρ_F son las densidades de la estructura y del fluido respectivamente, y la carga estructural ha sido definida en la ecuación 2.24.

La ecuación 2.31 puede considerarse como una condición de contorno del tipo Neumann que describe la acción del fluido sobre la estructura. Esta condición de contorno, no se considera en aplicaciones del bloque de MCIA, ya que la presión a la derecha de dicha ecuación es insignificante respecto a las fuerzas de excitación mecánicas que ejerce el bloque sobre el aire. En este caso, los desplazamientos estructurales pueden calcularse con la ecuación desacoplada, es decir, como un análisis puramente dinámico.

Métodos de cálculo de emisión acústica

Para estimar el ruido provocado por los desplazamientos de una estructura, se suelen aplicar métodos de discretización determinista para el dominio de baja frecuencia y métodos estadísticos para el rango de alta frecuencia. En la práctica, el método determinista se basa en el Método de Elementos Finitos (FEM) y el método estadístico en el Análisis Estadístico de Energía (SEA).

La ecuación 2.32 describe la entrada de la carga de la estructura vibrante sobre el fluido. Si se conoce la velocidad estructural, esta ecuación se reduce a una condición de contorno de Neumann para un fluido.

Por una parte, en los métodos deterministas, el sistema acoplado por las ecuaciones 2.30 y 2.33 se representa por el siguiente sistema de ecuaciones algebraicas acopladas:

$$\begin{bmatrix} K_s - iwC_S - w^2M_S & A_{SF} \\ A_{FS} & K_F - iwC_F - w^2M_F \end{bmatrix} \begin{pmatrix} u_h \\ p_h \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.34)$$

donde A_{SF} y A_{FS} representan las matrices de acoplamiento estructura-fluido y fluido-estructura respectivamente.

Tal y como se ha mencionado anteriormente, en el caso del bloque de MCIA, la perturbación del aire hacia el bloque es insignificante y no influye en el comportamiento dinámico de éste. Por tanto, resulta que, en MCIA, A_{FS} es nulo, por lo que

de la ecuación 2.34 se deduce la ecuación 2.35, que define la perturbación provocada por los desplazamientos estructurales del bloque hacia el aire:

$$\left[\begin{array}{cc} K_s - iwC_S - w^2M_S & A_{SF} \end{array} \right] \left(\begin{array}{c} u_h \end{array} \right) = \left(\begin{array}{c} f \end{array} \right) \quad (2.35)$$

Por otro lado, en el Análisis Estadístico de la Energía (SEA), se considera el modelo como un sistema dinámico que se divide en sub-sistemas débilmente acoplados cuyo contenido en energía vibracional se puede representar por un parámetro estadístico único.

Las propiedades específicas del material de los sub-sistemas son importantes únicamente si determinan el contenido de energía modal del sub-sistema y las condiciones de acoplamiento de los demás sub-sistemas. El contenido de energía espacial promediado en tiempo o en frecuencia de un sub-sistema se cuantifica por su “temperatura acústica”. Para un sub-sistema de múltiples grados de libertad, esta temperatura se define como:

$$T = \frac{E_{tot}}{N}, \quad (2.36)$$

donde E_{tot} es la energía total (sumatoria de las energías cinéticas temporales de todos los modos dentro de la banda de frecuencia), y N es el número de modos en dicha banda donde se calcula el promedio estadístico. Con estas consideraciones, se puede establecer que el flujo de potencia entre dos sub-sistemas está gobernado por la siguiente expresión:

$$P_{12} = M_{12}[T_1 - T_2] \quad (2.37)$$

Con un coeficiente de transferencia de potencia calculado como la media modal M_{12} . El intercambio de energía entre sub-sistemas está relacionado con la disipación interna en los sub-sistemas y se cuantifica mediante el factor de pérdida:

$$n = \frac{\langle E_{DISS} \rangle}{2\pi \langle E_c \rangle}, \quad (2.38)$$

donde $\langle - \rangle$ representa la media temporal:

$$\langle w \rangle = \int_0^{1/f} w(t) dt, \quad (2.39)$$

donde E_c y E_{DISS} representan la energía cinética y la energía disipada respectivamente. Así la potencia media disipada (de ahora en adelante, se omite la notación $\langle \rangle$ para simplificar) es:

$$P_{DIS} = fE_{DISS} = wnE_c, \quad (2.40)$$

donde f y w son la frecuencia y la frecuencia angular respectivamente. En analogía a la relación anterior, se puede reescribir la ecuación 2.37 como:

$$P_{12} = w[n_{12}E_1 - n_{21}E_2], \quad (2.41)$$

donde $n_{12} = M_{12}/wN_1$ y $n_{21} = M_{12}/wN_2$ se definen como los factores de pérdida de acoplamiento.

Con todo ello se obtiene la forma final de las ecuaciones de balance SEA, considerando simultáneamente la disipación interna, la entrada de potencia externa, y la transmisión mutua de potencia entre los sub-sistemas. Para un sistema constituido por M sub-sistemas, se obtienen M ecuaciones de balance de la forma [95]:

$$w[n_r E_r + \sum_{s=1}^M n_{rs} N_r (\frac{E_r}{N_r} - \frac{E_s}{N_s})] = P_r, \quad (2.42)$$

donde P_r es la potencia de entrada media dentro del sub-sistema.

A pesar de todo, ambos métodos determinista y estadístico tienen sus limitaciones en cálculos a media frecuencia (entre 500 Hz y 1500 Hz).

Por una parte, las limitaciones del método determinista a alta frecuencia están asociadas con las reglas de resolución que determinan el número de nodos n , por longitud de onda, de acuerdo a la siguiente relación:

$$\lambda/\Delta x > n = 6, \dots, 10, \quad (2.43)$$

donde Δx es el tamaño de celda y λ es la longitud de onda.

El número de onda k_0 es equivalente a $1/\lambda$, por lo que la ecuación 2.43 es equivalente a:

$$k\Delta x < \frac{1}{n} \quad (2.44)$$

Lo que significa que, para obtener una buena precisión con el FEM a elevadas frecuencias, se requiere un gran número de elementos que permitan controlar el error de interpolación, lo que conllevaría a elevados recursos computacionales. Otros aspectos influyentes en la aproximación de la solución a altas frecuencias están asociados con el error de disipación, que incrementa con la frecuencia [71] y con los cambios significativos de las propiedades dinámicas de los materiales.

Por otra parte, la limitación del SEA a baja frecuencia está asociada con el débil acoplamiento de las sub-estructuras y la densidad modal, que se define como el número de modos ΔN en la banda de frecuencia de análisis Δf . De acuerdo con Cremer y Heckel [39], las aproximaciones SEA son válidas bajo la condición $\Delta N/\Delta f \geq 5$, asumiendo que todos los modos tienen la misma energía modal en la banda de análisis. En la práctica, la densidad modal aumenta con la frecuencia y por tanto, los cálculos a

baja frecuencia están limitados por su reducida densidad modal. Además, los cambios en las propiedades dinámicas de los materiales influyen en la aproximación SEA, debido a que dichas propiedades determinan la energía modal contenida en un sub-sistema y sus condiciones de acoplamiento con otros sub-sistemas.

Estas limitaciones a priori son mejor solventadas por la combinación híbrida de ambos métodos: determinista y estadístico [169,192]. Durante los últimos años, se han realizado numerosas investigaciones con el objetivo de extender la aplicabilidad del FEM a altas frecuencias, métodos estabilizados [62,63,102], formulaciones que involucran funciones analíticas básicas [90,115] y métodos de Trefftz [80]. Sin embargo, el camino más sencillo consiste en calcular mediante FEM hasta frecuencias tan altas como el hardware y las reglas de resolución lo permitan, camino que se toma en cuenta en algunas aplicaciones industriales [87,132,192].

Gracias al crecimiento de la capacidad de los ordenadores y la mejora de los programas de pre y post procesado, hoy en día las simulaciones por elementos finitos se llevan a cabo sobre mallas muy finas que permiten modelar en detalle complicadas estructuras [87]. Como consecuencia de este desarrollo, se están extendiendo las simulaciones de vibración estructural mediante elementos finitos, con un pequeño costo extra, para el rango de la frecuencia acústica. Finalmente, se debe considerar que los modelos computacionales deterministas se utilizan siempre y cuando sean técnicamente resolubles, es decir, hasta una cierta frecuencia a partir de la cual pueden perder su importancia, debido a la falta de precisión de los resultados.

Un método híbrido encontrado en la literatura, que resulta interesante nombrar por su aportación en la reducción del coste computacional, es el desarrollado por Van Hal [192]. La motivación de esta aportación híbrida es combinar las ventajas de dos métodos, que son la flexibilidad geométrica del FEM y la eficiencia computacional del método de onda (WBM). Este último está basado en las funciones de onda y de propagación de Trefftz.

La clave de este método está en el acoplamiento de dos campos, que no son directamente compatibles, mediante la técnica del multiplicador de Lagrange para acoplarlos indirectamente.

Este acoplamiento se produce a la largo de una interface acústica-estructural, tal y como se muestra en la figura 2.11. En esta figura, la conformidad acústica de los elementos finitos Ω_a^e , adyacente a la interface Γ_λ entre los elementos FE y WB, se acoplan indirectamente al subdominio de los elementos acústicos Ω_a^W mediante aplicación de la técnica del multiplicador de Lagrange. La continuidad de la presión en la interface FE-WB se cumple mediante aplicación de la formulación residual:

$$\int_{\Gamma_\lambda} W_\lambda(\hat{p}^E - \hat{p}^W) dx_i, \quad (2.45)$$

donde W_λ representa una función independiente, \hat{p}^E y \hat{p}^W representan la aproximación de la presión en la interface del lado del elemento finito y del lado de WB respectivamente y x_i representa una coordenada de la interface 1D.

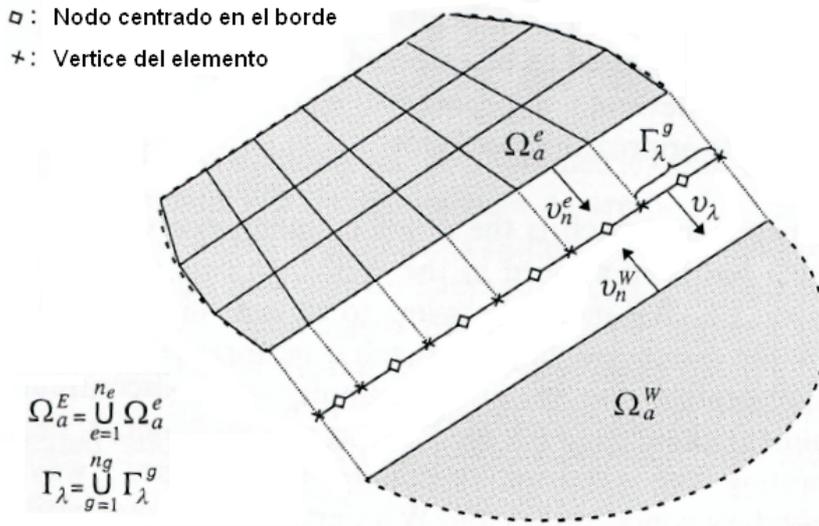


Figura 2.11: Acoplamiento FE-WB a lo largo de la interface acústica-estructural

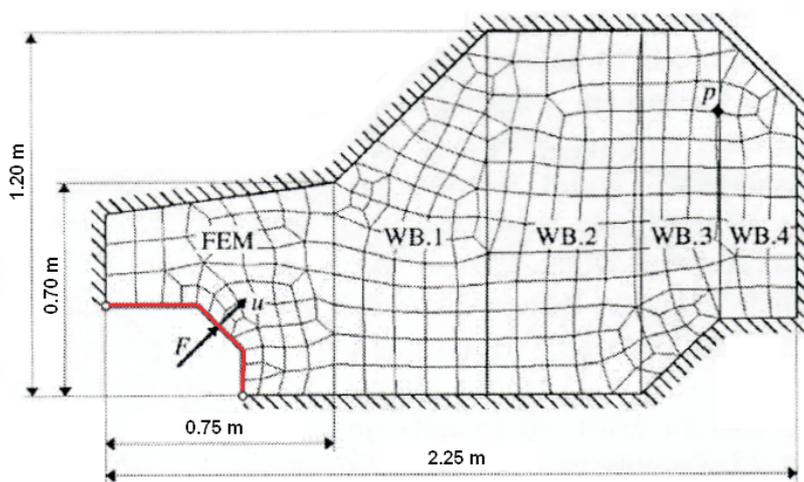


Figura 2.12: Modelo híbrido FE-WB para un problema 2D de acústica estructural interna

La comparación entre FEM, WBM y el método híbrido se realiza a partir de los resultados en el interior de un recinto acústico 2D, formado por una cavidad en un

dominio no convexo, tal y como se muestra en la figura 2.12. Esta cavidad está compuesta por aire en condiciones ambientales ($\rho = 1,225 \text{ kg/m}^3$ y $c = 340 \text{ m/s}$) y por un contorno rígido con una zona flexible (línea roja), la cual se excita mediante una fuerza lineal F . La malla está compuesta por elementos estructurales que coinciden geoméricamente con los bordes de los elementos acústicos compuestos por 4 submodelos WB.

Los resultados obtenidos se muestran en la figura 2.13, donde se ilustra el espectro de la presión en el punto “p” del dominio (ver figura 2.12). La respuesta en frecuencia en todos los casos coincide a baja frecuencia, pero a partir de los 200 Hz en adelante, los resultados empiezan a ser diferentes. Se observa que para una resonancia cercana a 275 Hz los resultados del modelo híbrido se acercan a los obtenidos mediante el FEM con malla refinada, lo que confirma que el modelo híbrido presenta menos error que el FEM.

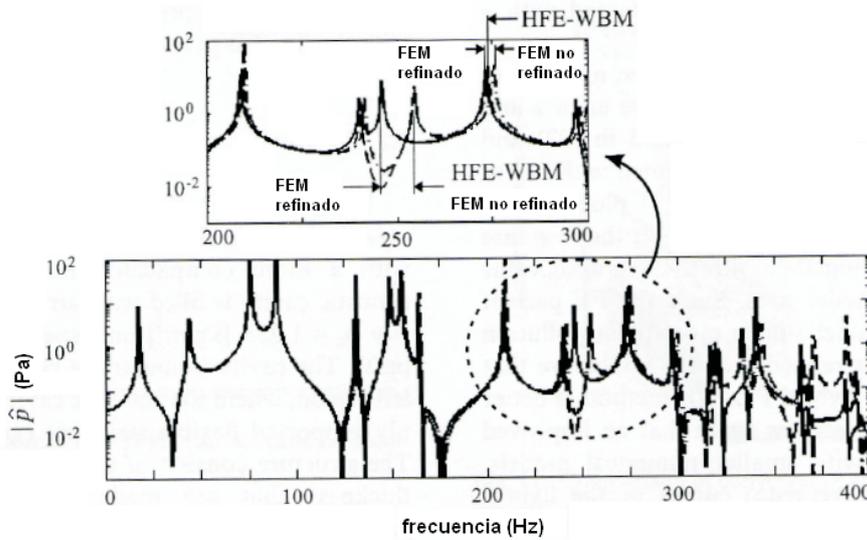


Figura 2.13: Comparación de la aproximación de presión (en la posición indicada en la figura 2.12 como “p”) para un problema 2D de acústica estructural interna

Además de estos resultados, se observa que el costo computacional del método híbrido es bastante menor que el obtenido con el FEM, tal y como se observa en la figura 2.14, en la que se compara la convergencia del error relativo entre ambos métodos.

Esta ventaja parece prometedora y podría ser útil para mejorar la aproximación a medias frecuencias en el caso de MCIA. En efecto, la reducción del costo computacional permitiría reducir el tamaño de celda de los elementos FEM. Esto reduciría

el error de interpolación y por lo tanto mejoraría la aproximación a frecuencias mayores de 500 Hz. Sin embargo, el error de disipación aumenta con la frecuencia, por lo que a frecuencias mayores de 500 Hz este error seguiría presente. En conclusión, la aplicación de este método en MClA estaría limitado por el error de dispersión de los elementos FEM a frecuencias mayores de 500 Hz.

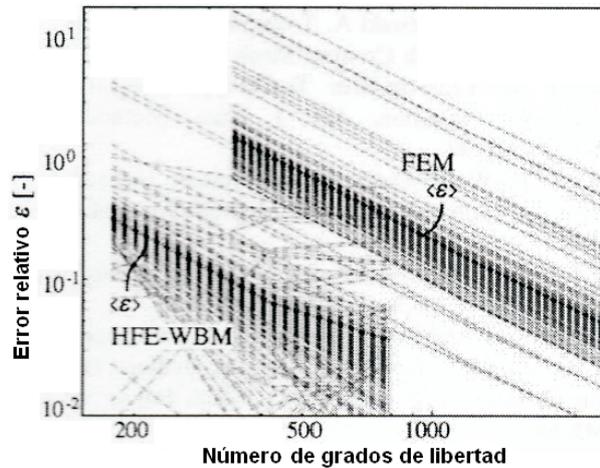


Figura 2.14: Comparación de la convergencia de presión a 211 Hz para un problema 2D de acústica estructural interna [192]

2.4. Métodos de cuantificación del ruido de combustión

La legislación está reduciendo continuamente el nivel permisible del ruido exterior de un vehículo. Además, el estándar para la calidad de ruido establecido por los consumidores y por los fabricantes va en aumento [157]. Consecuentemente, hay un aumento en la demanda de herramientas de cuantificación, que permitan entender el problema de la generación de ruido del motor y evaluar las características acústicas del motor. En esta sección, se describen las técnicas experimentales y teóricas más usadas para el análisis del ruido de combustión.

2.4.1. Experimentales

Existen numerosas investigaciones que han abordado el tema del ruido de los motores Diesel mediante diferentes técnicas de análisis como, determinación de la atenuación del bloque, análisis de la presión en el cilindro, análisis tiempo frecuencia, fórmulas empíricas, entre otros. En esta sección se describen algunos de estos métodos.

2.4.1.1. Determinación de la atenuación del bloque

Este método consiste en caracterizar la respuesta de la estructura del bloque mediante la comparación de las medidas espectrales del ruido radiado a 1 metro del motor y el espectro de la presión en el cilindro. Con la diferencia entre ambas medidas se calcula la respuesta estructural del motor [119] o curva de atenuación estructural [12]. A partir de esta curva, y con la señal de presión en el cilindro, se puede evaluar el espectro del ruido radiado por el motor; además, se puede calcular el nivel de ruido mediante la suma integral de los armónicos de este espectro.

Para su realización hay que asegurarse que el ruido de combustión predomina sobre el ruido mecánico, lo que se consigue variando los avances de inyección. Así, según Austen [12], cuando se avanza la inyección, el ruido de combustión se incrementa tanto que éste es mucho mayor que el ruido de las fuentes mecánicas. Con ello se garantiza que la atenuación de la estructura sea la que realmente representa la respuesta de la estructura al ruido de combustión.

La técnica original para la determinación de la atenuación del bloque ha sido refinada y actualmente es una técnica estándar en muchos laboratorios. Como regla general, para obtener mejores resultados de este análisis, es aconsejable medir la atenuación estructural a diferentes velocidades y cargas, y usar al menos 20 ciclos de motor para calcular una media del espectro de la presión en el cilindro [116, 152]. Además, el espectro de la presión en el cilindro y el ruido emitido son calculados en tercios de octava y el nivel de amplitud está expresado en decibelios.

Las desventajas de este método son:

- Considerar que la estructura del motor se comporta como un sistema lineal, es decir que la energía generada en la fuente, la presión en cilindro, en una cierta banda de frecuencia, aparece en el ruido total en la misma banda de frecuencia.
- Considerar que el nivel de ruido mecánico no es alterado por los cambios que se hacen para aumentar el ruido de combustión.
- Considerar que la respuesta del bloque es estacionaria

En la figura 2.15 se muestra tres curvas de atenuación en bandas de tercios de octava, la curva propuesta por Anderton [2], Rusell [154] y la curva obtenida de los primeros estudios en CMT Motores Térmicos [44].

Por una parte, entre la curva de Anderton y las otras dos curvas se observa una diferencia importante a baja y alta frecuencia, frecuencias donde la atenuación del bloque es alta. Estas diferencias están asociadas al tipo, tamaño y conceptos de diseño de los motores estudiados [189].

Por otra parte, a media frecuencia en la banda entre 1 y 10 kHz, la atenuación del bloque es mínima, característica que se da en todas las curvas. Esto pone en evidencia la importancia de reducir el fenómeno de resonancia de los gases (provocado por el autoencendido); ya que se inicia a frecuencias de mínima atenuación estructural.

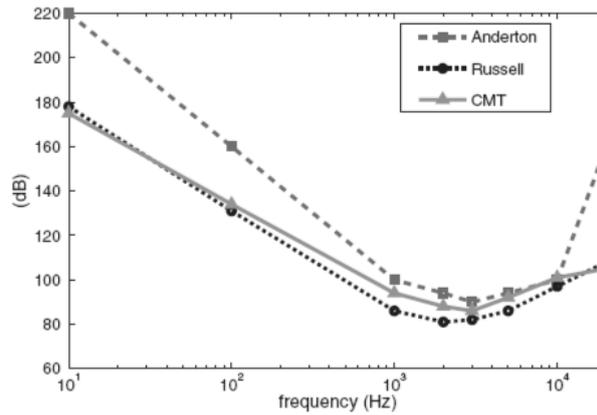


Figura 2.15: Curvas de atenuación del bloque definidas por Anderton, Russell y CMT-Motores Térmicos

Se han realizado muchos estudios para proponer una curva de atenuación media que permita una rápida comparación entre diferentes sistemas de combustión, combustibles y sistemas de inyección para motores de automóviles [3, 22]. Además, basados en esta curva media de atenuación, se han desarrollado muchas herramientas experimentales. Uno de los primeros dispositivos fue el medidor de ruido de combustión desarrollado por Lucas Industries Noise Centre [156].

Esta metodología es una de las más utilizadas para la evaluación del ruido de combustión en los motores Diesel. Las razones principales radican en su amplia aplicación, en su simplicidad y en el hecho de que la adquisición de señales de presión en cilindro es un procedimiento que está disponible durante el desarrollo de motores. En consecuencia, resulta más fácil y económico estimar el nivel de ruido radiado en vez de medirlo directamente. De hecho, las mediciones acústicas del motor requieren herramientas experimentales específicas y costosas.

Sin embargo, esta metodología conlleva a elevados errores de estimación. Esto se debe principalmente a la premisa básica de que la estructura del motor se comporta como un sistema lineal, mientras que muchos estudios demuestran que esta hipótesis no es acertada [44, 136, 189]. Estos resultados también indican que la curva de atenuación depende mucho de la fuente en el cilindro, que está fuertemente influenciada por las variaciones de carga y velocidad, así como por cambios en los parámetros de inyección. Por ejemplo, en la figura 2.16 se muestra una comparación entre los niveles de ruido estimado y de ruido medido con la curva de atenuación para un motor de 1.6 l. Estas gráficas muestran tendencias diferentes que dependen de las condiciones de funcionamiento del motor, poniendo en evidencia la debilidad de esta aproximación para evaluar el ruido de combustión para cualquier punto de funcionamiento.

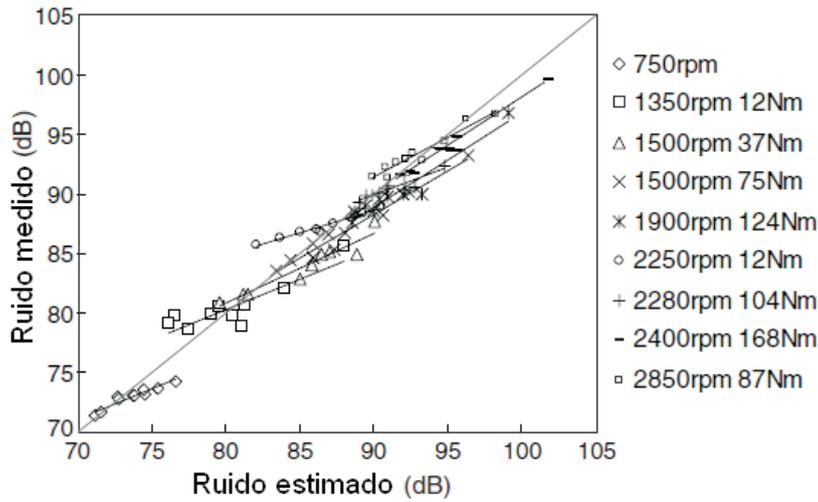


Figura 2.16: Evidencia experimental de la sensibilidad de la curva de atenuación para diferentes condiciones de operación del motor. Estimación del nivel de ruido de un motor de 1.6 l con la curva de atenuación [189]

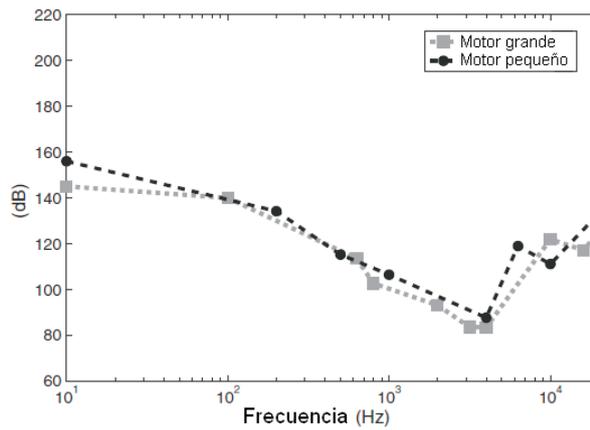


Figura 2.17: Curvas de atenuación para dos tipos de motores [189]

Además, la curva de atenuación es altamente sensible al tipo de motor. Por ejemplo, en la figura 2.17 se muestran dos curvas de atenuación, obtenidas para motores de 1.6 l y 2.2 l. Aunque ambas curvas son similares, se observan diferencias en el nivel de atenuación. En efecto, tal y como se indica en la tabla 2.1, aunque la desvia-

ción estándar es buena, el error medio y el error máximo son altos. Esto demuestra la alta sensibilidad de la curva de atenuación con la estructura del bloque, por lo que no es posible establecer una “curva universal”, que permita valorar el ruido de combustión para cualquier tipo de motor Diesel.

MOTOR DE 2.2 L				MOTOR DE 1.6 L			
$\varepsilon_{prom}(dB)$	$\varepsilon_{max}(dB)$	$\sigma(dB)$	$R(\%)$	$\varepsilon_{prom}(dB)$	$\varepsilon_{max}(dB)$	$\sigma(dB)$	$R(\%)$
1.44	6.27	1.23	96	1.18	3.97	0.89	98

Tabla 2.1: Parámetros estadísticos del nivel de ruido estimado con la curva de atenuación [189]

Por lo tanto, está claro que el enfoque clásico parece ser una herramienta adecuada sólo para estudios cualitativos y no para cuantificar el nivel de ruido de combustión para cualquier condición de operación del motor. Esta situación pone en evidencia la falta de herramientas de diagnóstico que tome realmente en cuenta la fuente en el cilindro, y que permitan evaluar con precisión el ruido de combustión de motores Diesel.

2.4.1.2. Descomposición de la presión en el cilindro

Esta técnica de descomposición ha sido utilizada, aplicada y validada experimentalmente por Payri [129]. La idea principal consiste en separar la señal de presión en dos sub-señales, pseudo-arrastre y sobre-presión. La segunda sub-señal está relacionada con el proceso de combustión, mientras que la primera depende únicamente del movimiento del pistón y de la presión de admisión asociada al funcionamiento del turbo compresor.

La presión de pseudo-arrastre, también llamada señal de compresión-expansión, corresponde al aumento y disminución de la presión en el cilindro. Estas variaciones de presión se deben a los cambios que experimenta el volumen del cilindro durante el movimiento del pistón. El nivel de presión máximo y mínimo está fuertemente influenciado por la presión de admisión, por lo que la energía contenida depende de la velocidad y carga del motor. Por ello, la señal de compresión-expansión no representa una tendencia del proceso de combustión y, consecuentemente, su uso en esta metodología es tomada como una señal de referencia.

El nivel de la señal de sobre-presión se obtiene restando la presión total a la señal de compresión-expansión. Esta señal contiene la contribución de la combustión y las fluctuaciones de presión de resonancia en la cámara de combustión inducida por los rápidos incrementos de presión durante el autoencendido del combustible [188]. Estas fluctuaciones se manifiestan en picos de elevada amplitud a alta frecuencia. En tal sentido, la siguiente etapa consiste en separar la contribución de la resonancia de la señal de sobre-presión.

Esta separación se realiza mediante un filtro paso-alto de la señal de sobre-presión. La frecuencia de corte de este filtro se obtiene mediante una función empírica que depende de la carga y de la velocidad de giro del motor, y del tamaño del bowl.

Finalmente, substrayendo en el dominio temporal la señal de resonancia de la señal de sobre-presión, se obtiene la presión de la señal de combustión.

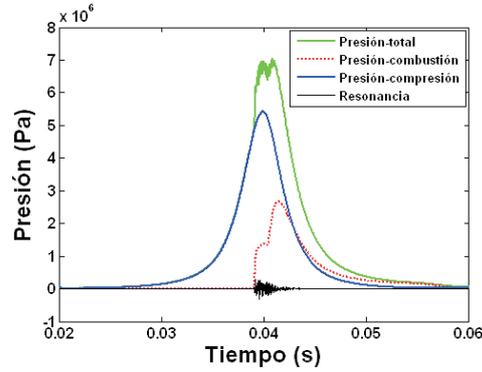


Figura 2.18: Presión a 1500 RPM y 38 % de carga en tiempo. Aplicación de la técnica de descomposición de la presión

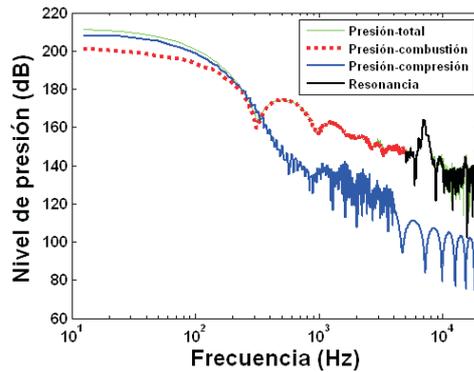


Figura 2.19: Respuesta en frecuencia a 1500 RPM y 38 % de carga en frecuencia. Aplicación de la técnica de descomposición de la presión

En las figuras 2.18 y 2.19 se representa la descomposición de la señal de presión en el cilindro, en el dominio tiempo y frecuencia, para un motor de 1.6 l, operando a 1500 RPM y 38 % de carga. Estas gráficas muestran que a baja frecuencia (<300 Hz) la presión total está claramente dominada por la señal de compresión, mientras que

a media y alta frecuencia está determinada por la señal de combustión y resonancia, respectivamente.

La presión de la señal de combustión está determinada por la ley de liberación de calor. A su vez, esta ley está influenciada de forma sustancial por la estrategia de inyección empleada para una determinada velocidad y carga del motor. Finalmente, la señal de resonancia ocurre a alta frecuencia (desde 4 kHz a 20 kHz) [187] como consecuencia de las oscilaciones de presión de los gases quemados en la cámara de combustión, que son causadas por el rápido incremento de la presión.

Tomando como base esta técnica de separación de señales, seguidamente se explican dos correlaciones encontradas para cuantificar el ruido de combustión del motor.

Por una parte, Payri [128] relaciona dos indicadores provenientes de la señal de presión en el cilindro (I_1 e I_2) con el ruido subjetivo evaluado por un jurado de expertos, mediante una Nota (ver ecuación 2.4.1.2). Esta Nota se obtiene del análisis de ruido del motor, medido previamente con un torso binaural ubicado a 1 m del bloque del motor. Compuesto por dos micrófonos, el torso binaural se asimila a la percepción auditiva humana.

Dicho estudio se realizó mediante ensayos experimentales con dos motores de 1.4 l y tres motores de 2.2 l, equipados con un sistema de inyección common rail.

El primer indicador, denominado I_1 , representa la rapidez máxima con que crece la presión luego de la combustión.

$$I_1 = \frac{n}{n_{idle}} \frac{(dp_{max}/dt)_{comb}^{pil} + (dp_{max}/dt)_{comb}^{main}}{(dp_{max}/dt)_{ps-mot}}, \quad (2.46)$$

donde n representa la velocidad actual del motor y n_{idle} la velocidad a ralentí; $(dp_{max}/dt)_{comb}^{pil}$ y $(dp_{max}/dt)_{comb}^{main}$ son las derivadas máximas de la presión temporal provocada durante la combustión de la inyección piloto y principal respectivamente, y $(dp_{max}/dt)_{ps-mot}$ es la derivada máxima de la señal de pseudo-arrastre.

El segundo indicador, denominado I_2 , representa la energía de resonancia, es decir, el nivel de intensidad de las oscilaciones de presión luego de la combustión.

$$I_2 = \log(E_0 \frac{E_{res}}{E_{ps-mot}}), \quad (2.47)$$

donde E_0 es un factor de escala equivalente a 10^6 , E_{res} es la señal de energía de resonancia, definida como la integral $\int p_{res}^2$ evaluada desde el inicio de la combustión hasta la apertura de la válvula de escape, y E_{ps-mot} es la energía de resonancia del pseudo-arrastre, definida como la integral $\int p_{ps-mot}^2$ evaluada para todo el ciclo cerrado.

Con estos resultados se pudo definir una correlación que vincula, por una parte, lo que ocurre en el interior del cilindro a partir de los indicadores I_1 e I_2 , y por otra, la calidad sonora del ruido externo del motor (Nota).

$$Nota = 10 - C_1 \cdot I_1 - C_2 \cdot I_2, \quad (2.48)$$

donde C_1 y C_2 son constantes; y la Nota varía entre 1 y 10, donde 1 corresponde a un ruido intolerable, una nota de 10 a un ruido muy agradable y 7 corresponde al límite de aceptación desde el punto de vista usuario.

Finalmente los coeficientes C_i dependen de la familia de motor, tal y como se muestra en la tabla 2.2, donde además se muestra los parámetros estadísticos obtenidos en esta correlación.

COEFICIENTES C_i					
MOTOR DE 1.4 L			MOTOR DE 2.2 L		
C_1	C_2	$R(\%)$	C_1	C_2	$R(\%)$
0.311	0.575	94	0.572	0.236	95

Tabla 2.2: Coeficientes C_i obtenidos para dos familias de motores y coeficiente de correlación de los dos componentes [128]

El análisis de los resultados obtenidos comprueba que la influencia del indicador I_1 es globalmente más importante que el indicador I_2 . Sin embargo, en algunos casos puede alcanzar valores significativos, del orden de 2/10 puntos en nota y por tanto, se comprueba que no se puede despreciar el componente del fenómeno de resonancia; aunque su estudio es costoso de realizar experimentalmente, más aún cuando se trata de determinar la influencia geométrica de la cámara de combustión y condiciones del autoencendido sobre este fenómeno.

Por otra parte, Torregrosa [189] relacionó tres indicadores provenientes de la señal de presión en cilindro (I_n , I_3 y I_4) con el nivel global de ruido emitido medido con un micrófono a 1 m del motor (ON). Dicho estudio se realizó mediante ensayos experimentales con motores de 1.6 l y 2.2 l, ambos de cuatro cilindros y equipados con un sistema de inyección common rail.

$$ON = C_0 + C_n I_n + C_3 I_3 + C_4 I_4 \quad (2.49)$$

El primer indicador, denominado I_n , está relacionado con la velocidad del motor adimensional:

$$D_n = \log_{10}\left(\frac{n}{n_{idle}}\right), \quad (2.50)$$

donde n es la velocidad actual del motor, n_{idle} es la velocidad del motor en condiciones de ralentí considerada en 750 RPM para cualquier motor de este estudio.

El segundo componente I_3 está asociado con la velocidad de combustión:

$$I_3 = \frac{n}{n_{idle}} \left[\frac{(dp_{max1}/dt)_{comb} + (dp_{max2}/dt)_{comb}}{(dp_{max}/dt)_{comb}} \right], \quad (2.51)$$

donde $(dp_{max1}/dt)_{comb}$ y $(dp_{max2}/dt)_{comb}$ representan los dos valores máximos de la derivada de la señal de combustión. Estos parámetros se han obtenido de la media de los valores estimados para todos los ciclos de funcionamiento y cilindros del motor.

El tercer componente I_4 considera la señal de energía asociada con la resonancia en la cámara de combustión, estimada por:

$$I_4 = \log[E_0(E_{res}/E_{comp})], \quad (2.52)$$

donde $E_0 = 10^6$ es un factor de escala, E_{res} es la señal de energía de resonancia, cuantificada por la media de los valores estimados para todos los ciclos de funcionamiento y cilindros del motor, y E_{comp} es la energía de la señal de compresión y expansión, definida como la integral $\int p_{comp}^2 dt$.

Finalmente los coeficientes C_i dependen de la familia de motor, tal y como se muestra en la figura 2.3, donde además se muestra los parámetros estadísticos obtenidos en esta correlación.

COEFICIENTES C_i									
MOTOR DE 1.6 L					MOTOR DE 2.2 L				
C_0	C_n	C_3	C_4	R(%)	C_0	C_n	C_3	C_4	R(%)
69.17	26.77	0.38	1.85	98	76.28	9.35	0.11	2.19	99

Tabla 2.3: Coeficientes C_i obtenidos para dos familias de motores y coeficiente de correlación de los tres componentes [189]

Esta metodología no solo es una buena herramienta para la estimación del ruido del motor, sino que además es una buena herramienta para la predicción de los efectos de la estrategia de inyección sobre el ruido del motor.

Estos estudios, desarrollados por Payri y Torregrosa, demuestran la importancia de la resonancia en la calidad acústica y en el nivel sonoro del motor.

2.4.2. Teóricos

Puesto que los métodos deterministas y estadísticos, mostrados en la sección 2.3.3, utilizados para calcular la propagación acústica provocada por los desplazamientos estructurales del bloque hacia el aire, están limitados a media frecuencia, la predicción del ruido se evalúa mediante métodos numéricos, tal y como se verá más adelante.

Debido a la evolución y mejora de las técnicas de análisis junto con el incremento de la capacidad de cálculo de los ordenadores, en los últimos años, el Método

de Elementos Finitos (FEM) y el Método de Elementos de Contorno (BEM) se han convertido en herramientas de análisis ampliamente aceptadas en problemas acústicos [92]. FEM y BEM son dos métodos numéricos comúnmente utilizados, con ventajas e inconvenientes dependiendo del problema a resolver. La aplicación del método BEM requiere un mallado superficial de la fuente sonora, lo que hace el método fácil de usar y a menudo más eficiente que el FEM. Por el contrario, la ventaja computacional del FEM se incrementa para dominios con una relación alta entre su área de contorno y su volumen. Según Saad [158], para una respuesta armónica en régimen estacionario, es preferible usar el BEM en problemas externos mientras que para problemas internos, ambos métodos pueden ser usados. Una de las principales ventajas de estos métodos de simulación es que no es necesario disponer de elevados recursos computacionales y muchas de las modificaciones pueden realizarse mediante simulaciones [166]. Sin embargo, tal y como se ha visto en la sección 2.3.3, el principal inconveniente de estos métodos es la poca aproximación de sus resultados a frecuencias entre 500 y 1500 Hz, siendo ese intervalo particularmente importante en el análisis del ruido de combustión [71].

2.4.2.1. Análisis vibratorio mediante elementos finitos

Una aplicación típica del FEM es la predicción del comportamiento vibratorio de los componentes del motor [5, 91, 138, 139].

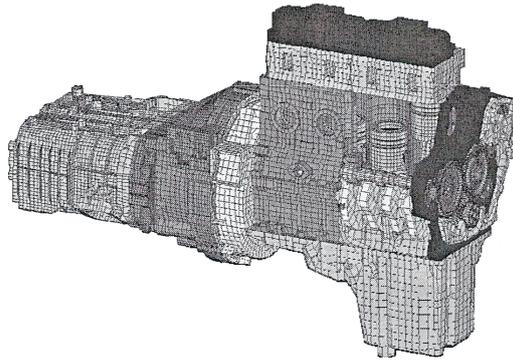


Figura 2.20: Modelo FE del bloque

Aunque las simulaciones pueden realizarse con el modelado completo del motor, en la fase inicial del diseño, no se dispone de todos los datos requeridos. Por lo tanto, solo se pueden construir modelos simplificados de cada componente, lo que puede ayudar a los diseñadores a estimar de forma rigurosa el comportamiento acústico del motor. El bloque, por ejemplo, es el componente principal del motor y es el elemento por donde la excitación de la combustión se transmite. En la figura 2.20 se representa un ejemplo de modelo FEM del bloque. Investigaciones experimentales han revelado

que el bloque del motor y los auxiliares conectados al bloque emiten a menudo entre 50 y 70% del ruido total del motor. La optimización acústica puede realizarse mediante modificaciones estructurales en el bloque sin accesorios, ya que la forma de los modos locales que son responsables del ruido no está influenciada por el ensamblaje de los accesorios [26, 70, 104, 166]. Respecto a la mejora del diseño, los modelos actuales son más detallados e incluyen otros componentes como el cárter, la culata, auxiliares, etc. Estos modelos ofrecen la posibilidad de realizar cálculos de respuesta forzada con la finalidad de estimar el comportamiento estructural. La estructura FEM se excita con una condición de contorno que contiene los espectros obtenidos de la señal temporal de presión en el cilindro, y la respuesta estructural se estima con la velocidad de vibración en la superficie del bloque. Esto permite estimar la sensibilidad de la estructura a la excitación provocada por el proceso de combustión. Además, con este procedimiento, se puede prever el efecto acústico de modificaciones estructurales del bloque, así como las posibles zonas de fallo estructural [54].

2.4.2.2. Predicción del ruido mediante métodos numéricos

Una vez estimadas las características de vibración del motor, la predicción del ruido emitido puede tomar diferentes enfoques, la mayoría de ellos están basados en las teorías acústicas de vibración de sólidos. Aunque la radiación de sistemas mecánicos muestra una frecuencia compleja dependiente de las distribuciones espaciales de amplitud y fase, se puede dar un enfoque elemental si se compara la emisión de estructuras actuales con la de una superficie infinita plana. La potencia del ruido emitido desde una estructura vibrando puede definirse como:

$$W_{rad} = \rho c S \langle \bar{v}^2 \rangle \sigma, \quad (2.53)$$

donde ρ es la densidad del medio, c la velocidad del sonido en el medio, S el área total de la superficie, $\langle \bar{v} \rangle$ la velocidad normal media de la superficie y σ la eficiencia de la emisión. En una primera aproximación, se puede considerar que la estructura emite de forma tan eficiente como una superficie infinita plana, por lo que se puede suponer que la eficiencia de emisión tiene un valor elemental equivalente a la unidad, pero esto representa una aproximación severa si se busca una estimación cuantitativa del ruido emitido [72]. Por ello, se ha investigado ampliamente dos métodos alternativos basados en la teoría del pistón de Rayleigh y en la ecuación integral de Helmholtz [26, 32, 38, 58, 183].

El método de Rayleigh supone que la superficie de la estructura está cubierta con un número finito de pistones, que se mueven perpendicularmente a la superficie con una frecuencia radial ω . Se puede calcular la presión del sonido p en un punto j , cuya posición desde la estructura puede ser definida con la distancia r y el ángulo θ , utilizando la ecuación:

$$p_j = -iA \frac{\omega}{2\pi} \rho \frac{u}{r} e^{ik_0 r} 2 \frac{J(ka \sin \theta)}{ka \sin \theta}, \quad (2.54)$$

donde $i = \sqrt{-1}$, A es la sección transversal del pistón, a el radio equivalente del pistón, u la velocidad del pistón, ρ la densidad del medio, c la velocidad del sonido en el medio, $k_0 = \frac{\omega}{c}$ el número de onda y J la función de Bessel. La presión acústica total se obtiene de la suma compleja de las presiones de los pistones:

$$SPL = \sum_{j=1}^N p_j, \quad (2.55)$$

donde N es el número total de pistones que componen la estructura emisora. La ecuación 2.54 sólo es válida si la longitud de onda del ruido emitido causado por el pistón es pequeña comparada con las dimensiones de la superficie emisora. En el caso del bloque, solamente es válida para elevadas frecuencias [26].

Este método trata cada nodo como un pistón y asume que la vibración es la misma en toda la superficie del pistón. Esta suposición es aceptable para modelos donde la densidad de la malla es suficiente para dar una buena representación de la forma del modo y que su longitud de onda es mayor al tamaño del elemento, lo que puede conducir a tiempo de cálculo elevado. Finalmente, este método es una buena herramienta para predecir el efecto acústico de modificaciones en el diseño [32], pero si la intención es estimar valores absolutos del ruido emitido, la ecuación integral de Helmholtz aplicada al BEM representa una solución más adecuada. Este método consiste en una implementación numérica de la ecuación integral de Helmholtz que define la distribución de presión p de un volumen externo a la superficie emisora como:

$$p(\bar{x}_0) = \int_S [p(\bar{b})q^*(\bar{x}_0, \bar{b}) - q(\bar{b})p^*(\bar{x}_0, \bar{b})]dS, \quad (2.56)$$

donde \bar{x}_0 es el vector que define la posición del volumen fuera de la superficie de contorno emisora de ruido S , y q está definido como:

$$q = \frac{\partial p}{\partial n} = -ik_0\rho cu \quad (2.57)$$

Y p^* se obtiene de la función de Green, definida como:

$$p^* = \frac{e^{-ik_0r}}{4\pi r}, \quad (2.58)$$

donde $r = |\bar{x}_0 - \bar{b}|$ con \bar{x}_0 y \bar{b} que definen las posiciones de los puntos de contorno, y:

$$q^* = \frac{\partial p^*}{\partial n} = \bar{n}\nabla p^* \quad (2.59)$$

A través de la discretización del contorno del problema en elementos, y aproximando la presión acústica y su derivada a funciones de interpolación en cada elemento, la ecuación 2.56 puede expresarse en forma de matriz como:

$$[A]\{p\} = [B]\{q\}, \quad (2.60)$$

donde $\{p\}$ y $\{q\}$ son la presión y su derivada en cada punto de contorno, las matrices $[A]$ y $[B]$ se obtienen integrando sobre la superficie de contorno y dependen únicamente de la geometría de la superficie de contorno y del número de onda k_0 . El vector $\{q\}$ es la velocidad de vibración de la superficie que normalmente se calcula mediante simulaciones FEM, lo que permite una estimación del campo de presión acústica [183]. En otros casos, se ha utilizado la técnica inversa: aprovechando la información de presión a partir de medidas holográficas, el campo de intensidad se puede proyectar en la superficie de la fuente, prediciendo la velocidad de vibración de la superficie [58].

Sin embargo, la ecuación de Helmholtz aplicada al BEM tiene desventajas asociadas a su elevado costo computacional y a la poca precisión de sus resultados, ya que a partir de 800 Hz subestima el ruido emitido. Sung *et al* [183] han considerado que para mejorar estos resultados habría que incluir en el modelo otras fuentes de ruido mecánico (cargas de cigüeñal, cargas de impacto en la cadena...). Sin embargo, otra posible explicación está relacionada con la dificultad de modelar la película de aceite entre mecanismos y las cargas dinámicas de los cojinetes, o incorporar estos efectos al modelo FEM.

Trabajos recientes [95, 184] han demostrado que, actualmente, todos los métodos numéricos para la evaluación de la propagación de onda permiten obtener soluciones válidas solo en un rango estrecho de frecuencias. En efecto, tal y como se ha visto en el apartado 2.3.3, en el caso de estudios en motor de automóvil, el método FEM ha demostrado tener resultados fiables hasta 500 Hz aproximadamente. Para mayores rangos de frecuencia, se están estudiando otros métodos más aproximados, como el Análisis Estadístico de Energía (SEA) [26, 45, 94, 174], en el cual se modela un sistema como un montaje de sub-sistemas, a los cuales se asigna una variable de respuesta única correspondiente a la energía vibracional [95].

Sin embargo, el problema radica en su aplicabilidad en estudios de motor, en especial a media frecuencia, donde el ruido de combustión es importante. Ninguna de estas técnicas da resultados satisfactorios entre 500 y 1500 Hz [71]. Además, debido a su elevada complejidad y coste computacional, la aplicación de estos métodos está limitada a la fase de diseño estructural del bloque motor. Consecuentemente, cuando los métodos numéricos son las únicas técnicas viables, el objetivo se debe centrar en identificar tendencias que reducen la radiación de ruido, en lugar de predecir con exactitud niveles absolutos.

2.5. Análisis de la resonancia en la cámara de combustión

Una de las principales características del proceso de combustión en motores Diesel es el rápido aumento de la presión debido al autoencendido de la mezcla aire-combustible [25, 129, 188]. Este abrupto incremento de la presión produce el “knock”

que es una fuerte fuente de excitación que se traduce en fluctuaciones de presión amortiguadas, de gran amplitud respecto a la presión media en el cilindro. La frecuencia de estas oscilaciones depende principalmente de la geometría de la cámara de combustión y de la temperatura del gas, parámetros o características que cambian durante el proceso de combustión, por lo que la resonancia es un proceso no estacionario.

Muchos investigadores intentan estudiar este fenómeno mediante diversos procedimientos, experimentales y teóricos, que se explican a continuación.

2.5.1. Procedimientos experimentales

Priede [141,142] realizó un análisis espectral de la frecuencia (entre 600 y 9000 Hz) a partir de la señal de presión temporal en el cilindro durante el encendido de un motor diesel de inyección directa. Observó un continuo decrecimiento del nivel de presión con un claro pico a 5000 Hz, correspondiente a la resonancia del gas de la cámara de combustión. Este estudio incluye el análisis de la fuerza de excitación de la estructura del motor, que exhibe su máxima respuesta entre 800 y 3000 Hz; mientras que las mayores amplitudes de resonancia del gas se producen fuera de este rango. Además, la resonancia del gas se produce a una frecuencia donde el oído humano es particularmente sensible [177].

Se realizaron muchos estudios, liderados por Priede [142], Russel [153] y Schaberg [160], para disminuir la amplitud de las oscilaciones de presión de resonancia, reduciendo el crecimiento de presión durante el autoencendido, pero en la práctica este método causa otros problemas. Un menor incremento de la presión suele alargar la duración de la combustión y por lo tanto, aumentar el consumo específico, y por tanto disminuir el rendimiento del motor, por lo que se debe evitar aumentar la duración de la combustión [137]. De hecho, si se consideran todos los aspectos, incluyendo frecuencias de resonancia y factores de amortiguamiento, una elevada variación espacial y temporal de presión no excita necesariamente las frecuencias de resonancia. En efecto, para evaluar el comportamiento de la resonancia se debe tener en cuenta las frecuencias de resonancia instantáneas, especialmente en la fase inicial de la combustión. Sin embargo, el cálculo de la frecuencia de resonancia es difícil, ya que la combustión no es siempre la misma.

Hickling [66] realizó un análisis espectral de la señal de presión en el cilindro en cinco cámaras de combustión de motores Diesel, para determinar el comportamiento de los modos de resonancia del gas. Estos estudios son importantes para mostrar la influencia de la geometría de la cámara de combustión sobre los modos de resonancia. Algunos análisis complementarios mostraron que la heterogeneidad en el campo de temperatura del gas en la zona de combustión causa un amortiguamiento significativo de los modos de oscilación de alta frecuencia, teniendo frecuencias típicas en el rango entre 9 y 12 kHz. La asimetría, tanto en la geometría de la cámara de combustión como en el proceso de combustión, estabiliza el campo de presión oscilante debido a la presencia de la resonancia.

Schmillen *et al* [167], a través del uso de un motor equipado con una extensa fibra óptica en el interior de la cámara de combustión, estudió la relación entre los

patrones de autoencendido en el interior del bowl y el ruido emitido por el motor. Descubrió que el nivel de ruido emitido estaba asociado a largos periodos de retraso del encendido, con autoencendidos simultáneos que ocurrían en múltiples zonas de la cámara de combustión; mientras que el bajo ruido emitido estaba asociado con periodos cortos de retraso del encendido, con menos zonas de autoencendido y menor crecimiento de llama. Otra observación de este estudio fue la significativa variabilidad cíclica en la localización de centros de autoencendido y de crecimiento de llama, y por consecuencia la variabilidad en el nivel de ruido emitido.

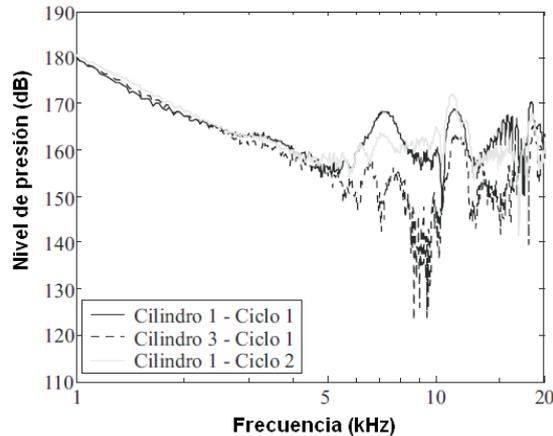


Figura 2.21: Evidencia experimental de la resonancia para dos ciclos y dos cilindros, a 3500 RPM y 28 % de carga [187]

La misma variabilidad cíclica fue observada por Torregrosa *et al* [187, 188] durante el análisis espectral de la presión en cilindro, especialmente a altos rangos de frecuencia, tal y como se muestra en la figura 2.21. La elevada frecuencia exhibida por los armónicos se debe al carácter resonante de las oscilaciones del gas en el interior de la cámara de combustión.

Las diferencias observadas entre diferentes ciclos en el mismo cilindro o entre diferentes cilindros están relacionadas al carácter aleatorio del proceso de combustión y a la posición relativa del transductor de presión con respecto a la zona de autoencendido. En efecto, la zona de autoencendido puede cambiar aleatoriamente ciclo a ciclo y cilindro a cilindro, mientras que la posición del transductor no cambia en la cámara de combustión. Así mismo, tal y como lo confirma Hickling, en la figura 2.22 se muestra la respuesta en frecuencia obtenida de cuatro transductores de presión ubicados en diferentes puntos de la cámara de combustión (90°, 180°, 135° y 270°). En esta figura se puede observar la sensibilidad del comportamiento de la resonancia al cambiar la ubicación del transductor.

Esto demuestra el inconveniente de los ensayos experimentales basados en la medida puntual de presión en cilindro, debido a que la resonancia es un fenómeno

temporal y espacial, y con un sólo punto de monitorización de la presión no es posible un estudio detallado del fenómeno. En efecto, la amplitud y la frecuencia de los modos de resonancia dependen de la ubicación e intensidad del autoencendido de la mezcla aire-combustible, ya que son las causantes de los gradientes locales de presión y temperatura, que dan origen a la resonancia. Además, dicha ubicación e intensidad son altamente sensibles a numerosos factores como: las características de la mezcla aire-combustible, condiciones de temperatura, condiciones de inyección, turbulencia, tiempo de retraso, etc.

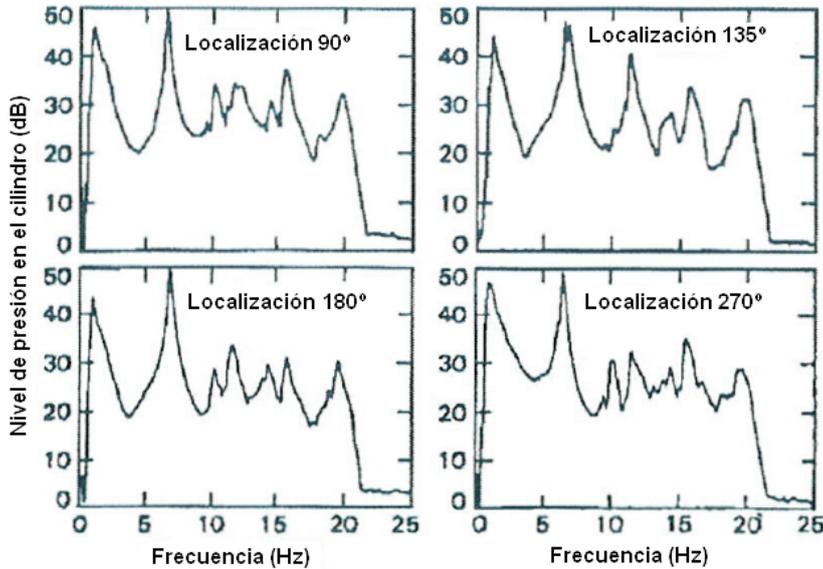


Figura 2.22: Espectro obtenido de la señal de presión en cilindro para cuatro transductores de presión [67]

Por tanto, la medida puntual de presión en el cilindro no garantiza que la señal de resonancia medida sea la más representativa de un punto de funcionamiento determinado. Consecuentemente, esto es una limitación a la hora de evaluar la sensibilidad y el comportamiento de este fenómeno frente a cambios en las condiciones de funcionamiento del motor. Esto conlleva a la búsqueda de métodos alternativos que permitan estudiar las características de la resonancia de forma espacial y temporal.

En la bibliografía se ha encontrado un método alternativo [114], que suple la limitación de la medida puntual de la presión en el cilindro para estudiar la resonancia. Este método utiliza un sistema compuesto por una junta de culata que incluye hasta 12 transductores de presión. La finalidad de este método es determinar la ubicación y el número de puntos de encendido. Se trata de un sistema basado en tecnología multicapa, que está compuesto por sensores piezoeléctricos, laminas metálicas aislantes y circuito impreso en película (ver figura 2.23). Este sistema tiene un espesor total de

1.25 mm y va enrasado en la junta de la culata, por lo que su montaje no requiere el mecanizado de la culata. El sistema permite la adquisición de datos en una amplia banda de frecuencia, entre 3 y 100 kHz y resiste condiciones severas de temperatura, presión, vibraciones, etc.

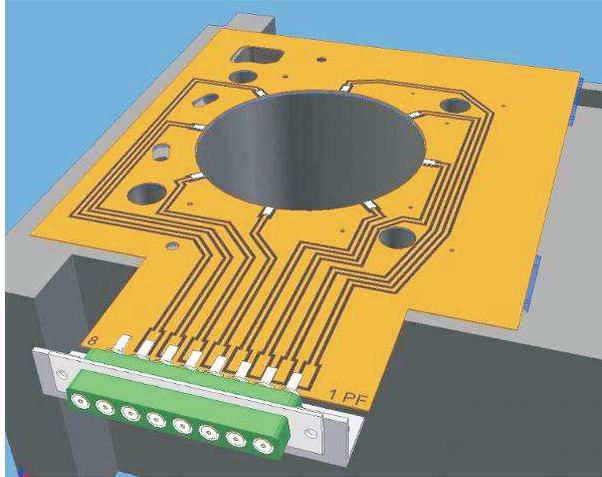


Figura 2.23: Sistema de adquisición de 12 transductores de presión

La localización y el número de encendidos se estima a partir de las medidas simultáneas de presión en cilindro y un algoritmo matemático de procesado. Este algoritmo, se basa en la siguiente ley de propagación de onda acústica:

$$P_{(t,X)} = p_0(t - |X - X_0| / c), \quad (2.61)$$

donde t es el tiempo, X es la ubicación de un transductor, c la velocidad del sonido y p_0 la presión de la fuente ubicada en el punto X_0 . La velocidad del sonido c se estima a partir de la frecuencia del primer modo de resonancia f y se valora para cada ciclo mediante:

$$c = \frac{fD\Pi}{\alpha_{10}}, \quad (2.62)$$

donde f se determina mediante el análisis de la respuesta en frecuencia de la señal de presión, D es el diámetro del cilindro y α_{10} es el coeficiente de Bessel correspondiente al primer modo radial (1.84)

Además, se utiliza el método de máxima probabilidad. Este método está basado en inter-correlaciones entre señales de pares de transductores $P_{n(\tau)}$ y $P_{m(\tau-t)}$ dada por:

$$\Gamma_t = \int_{t=-\infty}^{+\infty} P_n(\tau)P_m(\tau-t)dt \quad (2.63)$$

Para dos señales acústicas procedentes de la misma fuente, esta función tiene un máximo que indica un retraso temporal $\Delta_{mn} = t_m - t_n$ entre las dos señales. Esto permite una mejor estimación de estos retrasos temporales tomando en cuenta la forma de la señal durante una ventana temporal. Seguidamente se estima la ubicación del encendido, asumiendo que la distancia recorrida durante el retraso temporal Δ_{mn} entre dos señales acústicas es equivalente a la distancia entre ambos transductores:

$$ct_n - |X_n - X_0| = ct_m - |X_m - X_0|, \quad (2.64)$$

donde (X_n, X_m) es la localización de todos los pares de transductores (m, n) y X_0 es la posición del encendido.

Estos datos permiten estimar la localización de la fuente, tomando en cuenta, de forma simultánea, todas las señales de los transductores. El cálculo consiste en realizar la minimización del error durante la búsqueda de datos desconocidos, es decir la localización de la fuente $X_0 = (x_0, y_0)$ a una velocidad del sonido c .

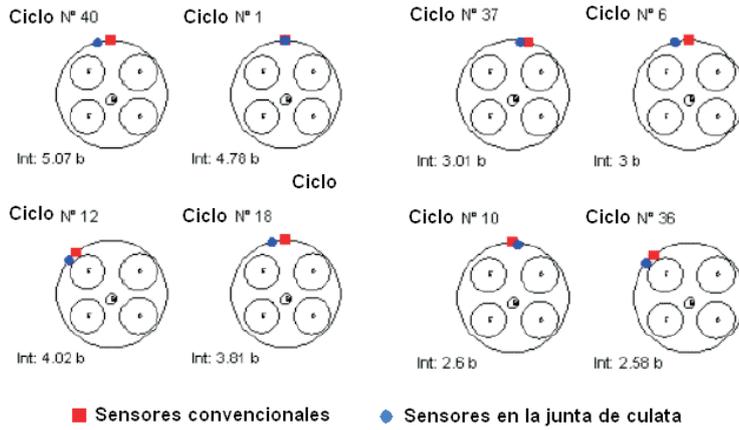


Figura 2.24: Comparación de la ubicación del knock entre la medida con sensores convencionales y el sistema de adquisición en la junta de culata [114]

Este método de localización ha sido validado con sensores convencionales, tal y como se muestra en la figura 2.24. Esta validación se ha realizado en un motor a gasolina en diferentes ciclos de funcionamiento. En cada figura se muestra una sección del cilindro con la ubicación del encendido obtenida con transductores convencionales (punto rojo) y obtenida mediante este método (punto azul).

Este método permite realizar estimaciones en cada ciclo de funcionamiento de forma rápida, donde la precisión y fiabilidad mejoran cuando aumenta el número de transductores. Se requiere un mínimo de cuatro transductores para obtener buenos resultados.

Estos resultados son completamente prometedores y la tecnología ofrece una alternativa relevante, ya que puede utilizarse también en motores Diesel. Además, la utilización de 12 transductores de presión permitiría estudiar mejor el comportamiento espacial del fenómeno de resonancia y, a priori, conocer la influencia de la ubicación del autoencendido sobre la amplitud de las oscilaciones de presión.

Sin embargo, este método tiene limitaciones para estudiar en profundidad la resonancia en motores Diesel. Estas limitaciones están asociadas con la imposibilidad de obtener la presión en cualquier punto de la cámara de combustión, lo que imposibilita estudiar en detalle el comportamiento espacial de la resonancia.

Además, con 12 transductores de presión no es posible cuantificar con suficiente certeza el nivel máximo de las oscilaciones de presión en la cámara, debido a las altas diferencias de presión entre un punto u otro de la cámara durante el inicio del proceso de combustión. Esto limitaría los estudios para evaluar la sensibilidad de los niveles máximos y mínimos de resonancia frente a cambios en las condiciones de funcionamiento del motor y en las condiciones geométricas de la cámara de combustión.

Una herramienta alternativa a los estudios citados, consiste en el uso de herramientas computacionales. Estos estudios son capaces de proveer gran cantidad de información temporal y espacial, útiles para el estudio del fenómeno de resonancia, tal y como se detalla a continuación.

2.5.2. Procedimientos de cálculo

Los procedimientos de cálculo se basan en la aplicación de modelos matemáticos y de simulación, y son utilizados como una herramienta complementaria a los ensayos experimentales. Esto permite tener un mejor conocimiento de los procesos termofluidodinámicos que engloban el fenómeno de resonancia, reducir esfuerzos en el trabajo experimental y realizar estudios paramétricos con relativa rapidez y con pocos recursos.

Como limitación de los procedimientos teóricos cabe destacar el hecho de que ciertos planteamientos generan sistemas irresolubles o con necesidades desmesuradas de tiempos de cálculo, obligando a recurrir entonces a simplificaciones que, en algunos casos, pueden alejar demasiado el problema de lo que realmente pretendía estudiarse.

En esta sección se presentan dos métodos teóricos. El primero está basado en la teoría modal aplicada a cámaras de combustión de geometría cilíndrica. El segundo está basado en cálculos mediante FEM y CFD en cámaras de combustión de cualquier geometría.

2.5.2.1. Teoría modal

Los cálculos basados en la teoría acústica modal proporcionan la evolución temporal de las ondas de presión y, por lo tanto, del espectro en puntos específicos de geometrías simples como por ejemplo, en conductos circulares o elípticos. Los resultados obtenidos corresponden a la respuesta acústica a una sola excitación virtual después de haberse establecido el estado estacionario de la oscilación. En este caso, se puede asumir un nivel unitario de esta excitación, ya que la interpretación de los resultados no dependerá de este valor. Además, a pesar de los cambios de temperatura que experimenta el gas durante la combustión, en esta aproximación se supone que la velocidad del sonido c_0 es constante y que las oscilaciones resonantes no sufren ningún amortiguamiento.

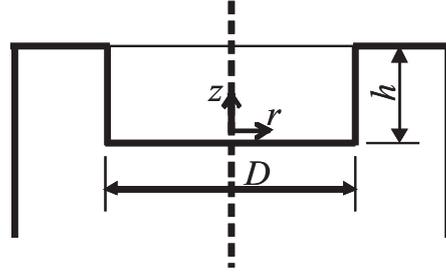


Figura 2.25: Geometría cilíndrica del bowl y sistema de referencia para la aplicación de la teoría modal acústica

El movimiento del gas en el interior de una cámara cilíndrica (ver figura 2.25) se estudia mediante la teoría acústica modal [25, 188]. Como en la mayoría de los problemas de acústica lineal, aquí se trata de dar solución a la ecuación general de ondas tridimensional [118]:

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2}, \quad (2.65)$$

donde p es la presión en un punto de coordenadas (x, y, z) en el tiempo t . De acuerdo con la teoría modal, la solución de esta ecuación se puede expresar como la suma infinita de modos de propagación axiales (longitudinales) y transversales (radiales o azimutales), dependiendo de la dirección de la propagación de ondas en el cilindro [48, 50, 161]. Es decir, la presión total en un punto específico del cilindro (r, θ, z) debida a una excitación en un instante dado, se puede expresar como:

$$p(r, \theta, z, t) = \sum_m \sum_n J_m(k_{r mn} r) e^{jm\theta} e^{j\omega t} \cdot (C_{1mn} e^{-jk_{z mn} z} + C_{2mn} e^{+jk_{z mn} z}), \quad (2.66)$$

donde $J_m(k_{0r}r)$ es la función de Bessel de primera especie y de orden m ; $k_0 = \frac{2\pi f}{c_0}$ es el número de onda; $k_{0r} = \frac{2\alpha_{mn}}{D}$ y $k_{0z} = (k_0^2 - k_{0r}^2)^{1/2} = \frac{2\pi n_z}{h}$ son los números de onda transversal y axial respectivamente de los modos (m, n) ; (m, n) y n_z son los números modales transversales y axiales respectivamente; C_{1mn} y C_{2mn} son coeficientes de propagación modal dependientes de las condiciones de contorno, de las dimensiones y de k_{0z} ; y α_{mn} es el coeficiente de Bessel que satisface la condición de contorno de pared rígida en la superficie del cilindro, es decir:

$$\frac{\partial J_m(\tilde{\nu}_{r}r)}{\partial r}\Big|_{r=D/2} = \frac{\partial J_m(2\alpha_{mn}r/D)}{\partial r}\Big|_{r=D/2} = 0 \quad (2.67)$$

Los valores propios α_{mn} son independientes del radio del cilindro y sus valores para los primeros modos de oscilación se muestran en la tabla 2.4.

m, n	0	1	2
0	0	3,83	7,02
1	1,84	5,33	8,54
2	3,05	6,71	9,97

Tabla 2.4: Coeficientes de Bessel para modos radiales

Para el caso de la geometría cilíndrica, se pueden desestimar del cálculo muchos modos de propagación como el de la onda plana, el cual no provocaría diferencia alguna entre los distintos puntos geométricos del “bowl” cilíndrico. Además, se puede prescindir de los modos axiales, ya que, debido a la pequeña altura del cilindro y a las elevadas velocidades del sonido que provoca la elevada temperatura durante la combustión, oscilan con frecuencias fuera del rango de interés (rango audible, entre 20 Hz - 20 kHz). Finalmente, considerando este rango, sólo se pueden tener en cuenta los tres primeros modos de oscilación transversal: (1,0), (2,0) y (0,1), ya que los modos superiores oscilan con una frecuencia superior a los 20 kHz.

En tal caso, considerando las coordenadas (r_0, θ_0) de la excitación liberada en el instante t_0 , la presión en cualquier plano transversal se puede calcular mediante la siguiente expresión:

$$\begin{aligned} p(r, \theta, t) = & C_{10}J_{10}(\tilde{\nu}_{10}r)\cos(\theta - \theta_0)\cos[2\pi f_{10}(t - t_0)] \\ & + C_{20}J_{20}(\tilde{\nu}_{20}r)\cos[2(\theta - \theta_0)]\cos[2\pi f_{20}(t - t_0)] \\ & + C_{01}J_{01}(\tilde{\nu}_{01}r)\cos[2\pi f_{01}(t - t_0)], \end{aligned} \quad (2.68)$$

donde $C_{mn} \propto \frac{E_0 p_0}{J_{mn}(\alpha_{mn}) (J_{mn}(\tilde{\nu}_{mn}r_0))_{max}}$ son los coeficientes que dependen del plano de cálculo z_0 que se haya considerado y E_0 es la energía liberada, que depende físicamente del tamaño y de la intensidad de la excitación. En esta aproximación, el nivel de excitación es $E_0 = 1$, $J_{mn}(k_{mn}r_0)/[J_{mn}(k_{mn}r)]_{max}$ es un factor que modula

la excitación de acuerdo con su posición radial, $p_0 = 1$ es la presión de referencia y $f_{mn} = c_0 k_{mn} / (2\pi) = \alpha_{mn} c_0 / (\pi D)$ es la frecuencia natural de oscilación del modo transversal (m, n).

Asumiendo una simple fuente de excitación en una cámara cilíndrica con un máximo de energía para $\theta_0 = \pi$, $r_0 = D/2$, $D = 0,04 \text{ m}$ y una temperatura al inicio del proceso de combustión de $T \approx 1100 \text{ K}$ que conlleva a una velocidad del sonido de $c_0 = \sqrt{\gamma RT} \approx 665 \text{ m/s}$, se puede obtener el patrón de oscilación de los tres modos de oscilación que se muestra en la figura 2.26. Cada modo se representa cuando se alcanza la máxima amplitud. Aunque este método sólo puede aplicarse para estudiar el fenómeno de resonancia en geometrías cilíndricas, sus resultados sirven como primera evaluación de este fenómeno.

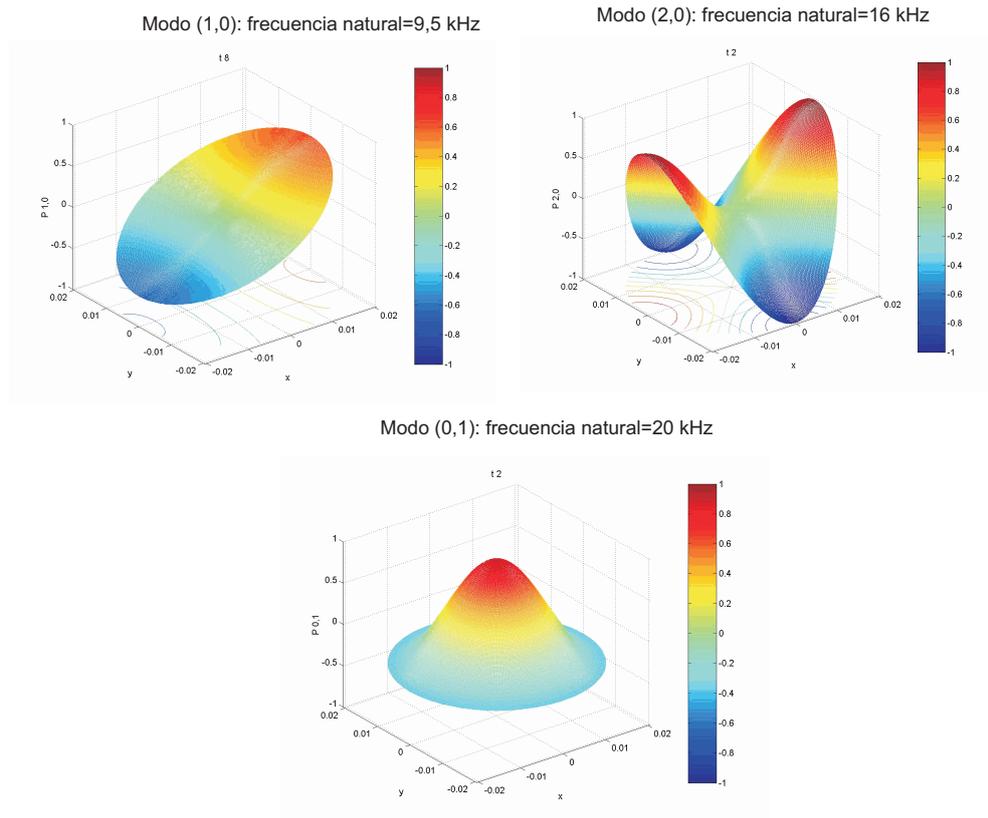


Figura 2.26: Patrones de oscilación de los tres modos relevantes

2.5.2.2. Técnicas computacionales

En los últimos años, el desarrollo y la capacidad de cálculo de los ordenadores, junto con la ampliación y precisión de los códigos de cálculo CFD, han permitido construir modelos en los que se reproducen los fenómenos físicos en el interior del motor con suficiente detalle para considerar el modelo multidimensional como una herramienta muy útil en el diseño de motores [59, 125].

VISTA TRANSVERSAL DE LA CABEZA DEL PISTÓN	MOTOR	DIÁMETRO mm (in)
	#1	108 (4.25)
	#2	108 (4.25)
	#3	124 (4.88)
	#4	140 (5.50)
	#5	146 (5.75)

Figura 2.27: Sección transversal de los cinco pistones de diferente diámetro, calculados mediante el método de elementos finitos [66]

Se ha visto [18, 66, 86, 117, 129, 136, 203] que el rápido incremento de la presión, causado por el autoencendido de la fracción evaporada y premezclada del combustible inyectado en el interior del cilindro de motores Diesel, provoca un movimiento oscilatorio de gases quemados a frecuencias dependientes de la temperatura y de las dimensiones de la cámara de combustión donde se desarrollan.

La bibliografía relativa al estudio de este fenómeno mediante el uso de técnicas computacionales es escasa. Sin embargo, los pocos estudios realizados han permitido analizar con detalle el efecto de algunos parámetros del motor sobre la evolución local de la presión y temperatura durante y después de producirse la combustión.

En 1975, Hickling *et al.* [66] utilizaron técnicas computacionales en cinco geometrías de cámaras de combustión de tipo abiertas (ver figura 2.27). Estas geometrías fueron calculadas mediante el método de los elementos finitos con la finalidad de analizar el comportamiento transitorio de los modos de oscilación, expresados en el coe-

ficiente de Bessel (α_{mn}) para los cuatro primeros modos, durante el movimiento del pistón. Los cálculos fueron realizados con el código de cálculo NASTRAN, aplicado en cavidades con simetría axial.

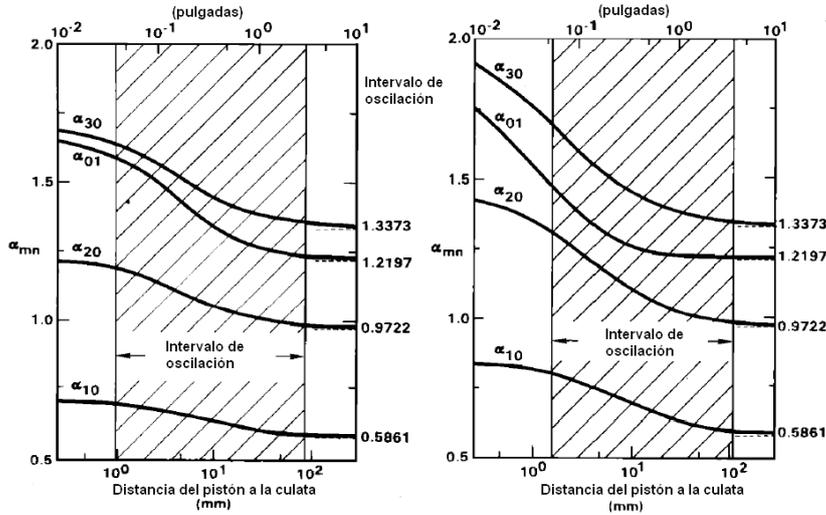


Figura 2.28: Influencia de la posición del pistón en el comportamiento de los cuatro primeros modos (α_{mn}), motor 1 (izquierda) y motor 5 (derecha) [66]

En la figura 2.28 se muestran los resultados que obtuvo para dos de las cinco cámaras estudiadas. Se puede destacar el decrecimiento de los valores de α_{mn} cuando el pistón se aleja del PMS hasta alcanzar valores constantes. Sin embargo, cuando el pistón está cerca del PMS, los valores de α_{mn} son máximos y tienden a estar gobernados por el diámetro del bowl más que por el diámetro del cilindro, debido a que en este instante el espacio entre el pistón y la culata es pequeño y el movimiento oscilatorio del gas ocurre más en el interior del bowl que en el interior del cilindro.

Estas observaciones experimentales pueden explicarse usando la teoría de la resonancia de un gas homogéneo en una cavidad cilíndrica de pared rígida. Las variaciones de la frecuencia de resonancia f_R en esta cavidad de diámetro D y longitud axial L , puede expresarse mediante la ecuación 2.69:

$$f_R = c \left[\left(\frac{\alpha_{mn}}{D} \right)^2 + \left(\frac{pc}{2L} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (2.69)$$

donde c es la velocidad del sonido; m , n y pc son valores correspondientes a los números de modo axial, radial y circunferencial.

En 1995, Blunsdon y Dent [18] utilizaron los cálculos CFD para determinar la presión en el interior del cilindro. Esta información junto con correlaciones experimentales obtenidas por Pischinger *et al.* [136] entre el nivel de presión en el cilindro y

el nivel de ruido emitido por el motor, les permitieron predecir el nivel sonoro externo del motor.

Los cálculos se realizaron mediante el código KIVA para un motor sobrealimentado de 102 mm de diámetro, con una relación de compresión de 15.5:1 y con aire a 340 K. Estos estudios permiten determinar la influencia de las condiciones de inyección, swirl y ubicación del inyector sobre la amplitud total de las oscilaciones de presión. La cuantificación del nivel de presión de oscilación se estima a partir de la ecuación 2.70:

$$I = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [p_1 - p_{mean}]^2 \quad (2.70)$$

donde p_1 es la presión instantánea en un punto en el interior de la cámara, p_{mean} es la presión media instantánea en el cilindro ponderada con el volumen de celda, y N es el número de muestras con un intervalo angular de $0,1^\circ$.

En síntesis, la teoría modal es un procedimiento de cálculo de evaluación rápida y que sirve para comprender la teoría que rige el comportamiento de ondas de presión en un cilindro. Sin embargo este procedimiento tiene limitaciones. Por una parte, se asume que la temperatura en el interior de la cámara de combustión es homogénea y constante en todo el bowl, lo que constituye una limitación en la aproximación de las frecuencias de los modos de resonancia, ya que la frecuencia de dichas ondas está asociada con la velocidad del sonido que, a su vez, depende de la temperatura del medio. Por otro lado, el nivel de amplitud de la excitación está definido por un factor de modulación, equivalente a la unidad, que no considera el nivel de presión real en cámara, por lo que los resultados obtenidos con esta teoría se pueden evaluar sólo a nivel cualitativo. Además, esta teoría solo es aplicable a cámaras de combustión cilíndricas, lo que también es otra limitación para estudiar la resonancia en geometrías reales de bowl.

El uso de las técnicas computacionales constituye una vía alternativa a la teoría modal. Sin embargo, las aplicaciones encontradas tienen como principales limitaciones el coste computacional y la fiabilidad de los modelos reactivos de la combustión Diesel. Si bien es cierto, con los actuales modelos de combustión se pueden obtener niveles globales de presión en cámara coherentes [135], sin embargo la variación espacial de la presión no es satisfactoria, siendo ésta una limitación importante a la hora de cuantificar el nivel y la frecuencia de las oscilaciones de la resonancia.

Por ello, en esta tesis, se plantea un método computacional alternativo, en el que no se utilizan los modelos reactivos de la combustión, lo que, consecuentemente, permite reducir el coste computacional. Además, con este método, se obtienen niveles locales de presión en toda la cámara, coherentes con la física del autoencendido, lo que permite estudiar la resonancia de forma cuantitativa. Finalmente, mientras que la ventaja de este método frente a la teoría modal, es su aplicabilidad a geometrías reales de cámaras de combustión, su ventaja frente al método experimental es la generación de gran cantidad de información espacial y temporal, la cual permite estudiar en detalle el fenómeno de resonancia.

2.6. Resumen

El objetivo de este capítulo es mostrar una visión general de los conceptos más importantes relacionados con el problema de generación de ruido de combustión, en particular el fenómeno de resonancia. Esto se ha llevado a cabo con el análisis de las principales metodologías, resultado de las investigaciones sobre acústica del motor descritos en la literatura científica.

En primer lugar, se ha definido que el ruido mecánico y el ruido de combustión son dos contribuyentes del ruido del motor. El ruido de combustión es el resultado de las fuerzas de presión actuando directamente sobre la estructura del motor. El ruido mecánico es producto de los impactos de todos los elementos mecánicos del motor durante su movimiento en sus tolerancias. Según Russell y Haworth [155], en los ensayos de motores Diesel de inyección directa especificados en la legislación, el ruido de combustión no solo domina sobre el ruido del motor sino también sobre el ruido del vehículo. Se han encontrado distintos modelos que intentan reproducir el ruido provocado por cada uno de estos componentes, sin embargo, éstos están limitados, ya que ninguno es capaz de separar completamente ambas contribuciones.

Seguidamente, se ha analizado los mecanismos físicos asociados al ruido de combustión, desde la fuente hasta su propagación al entorno. En primer lugar, los modelos teóricos y experimentales de análisis, confirman la dependencia del ruido de combustión con la velocidad de llama, es decir, con la tasa de combustión. Así mismo, con estos modelos se observa la poca influencia de los fenómenos de transporte molecular sobre la generación de ruido. En segundo lugar, se ha visto que la estimación del ruido emitido se puede realizar mediante métodos deterministas para el rango de bajas frecuencias y estadísticos para el rango de altas frecuencias. Sin embargo ambos métodos son poco fiables a media frecuencia, en la que el ruido de combustión es particularmente importante. Se ha encontrado que la combinación híbrida de ambos métodos, de momento, solo reduce significativamente el coste computacional.

Los métodos experimentales y teóricos más comúnmente utilizados para cuantificar el ruido de combustión, demuestran la importancia de estudiar técnicas que permitan minimizar el fenómeno de resonancia. A partir del análisis de la atenuación del bloque, se puede observar que el fenómeno de resonancia se inicia a una frecuencia donde la atenuación del bloque es mínima. Además, las correlaciones, encontradas por Payri y Torregrosa a partir de la descomposición de la presión en el cilindro, demuestran que la intensidad de la resonancia es un componente importante en la calidad acústica y en el nivel sonoro del motor.

Se ha observado la limitación de los métodos experimentales para estudiar en detalle la resonancia en cualquier punto de la cámara de combustión. Los métodos teóricos son una alternativa ya que proveen de gran cantidad de información espacial y temporal de la presión en el interior del cilindro.

Entre los métodos teóricos destaca la teoría modal, un método que ha sido útil para comprender la teoría que rige el comportamiento de las oscilaciones de presión, pero su uso está limitado a cámaras de combustión cilíndricas. Ante esta limitación, los métodos computacionales son una alternativa, ya que pueden aplicarse

en cámaras de combustión de cualquier geometría. Sin embargo su limitación radica en la dificultad de los modelos actuales de combustión para simular los gradientes locales de presión provocados por el autoencendido, además del elevado coste computacional de su manejo.

Las ventajas y dificultades de los métodos experimentales y teóricos conllevan al planteamiento de una metodología alternativa, basada en cálculos CFD, que simule los gradientes locales de presión, de forma consistente con los gradientes locales del autoencendido, y con un coste computacional razonable.

Capítulo 3

Descripción de la metodología CFD

Índice

3.1. Introducción	67
3.2. Funcionamiento CFD	67
3.3. Ecuaciones generales	69
3.4. Modelo de turbulencia	71
3.5. Discretización	72
3.5.1. Espacial	72
3.5.2. Temporal	75
3.6. Solución de las ecuaciones discretizadas	76
3.7. Descripción de las geometrías calculadas	78
3.8. Generación de las mallas	79
3.8.1. Malla fija	80
3.8.2. Independencia de malla	81
3.8.3. Malla móvil	83
3.9. Condiciones de contorno e iniciales	87
3.9.1. Condiciones de contorno	87
3.9.2. Condiciones iniciales	88
3.10. Resumen	90

3.1. Introducción

El presente capítulo pretende describir la metodología CFD para estudiar el comportamiento espacial y temporal del fenómeno de resonancia en cámaras de combustión de motores Diesel, y así obtener criterios que permitan mejorar la calidad sonora del ruido de combustión del motor. En primer lugar, se explican los métodos de resolución de las ecuaciones generales de flujo utilizados en los cálculos CFD. En la segunda parte del capítulo, se definen las geometrías de las cámaras de combustión estudiadas y las condiciones de contorno e iniciales para los cálculos en malla fija y en malla móvil.

3.2. Funcionamiento CFD

Los códigos de cálculo CFD están estructurados en torno a algoritmos numéricos que permiten la resolución de ecuaciones matemáticas que expresan las leyes por las que se rige el flujo en un determinado dominio.

Esta herramienta de cálculo está basada en las ecuaciones de Navier-Stokes o de conservación del momento. En el cálculo CFD deben considerarse además, la ecuación de continuidad o de conservación de masa, junto con las $n - 1$ ecuaciones de conservación para las n distintas especies químicas presentes en el flujo y la ecuación de la conservación de la energía. Asimismo debe incluirse un modelo de turbulencia, que se presenta en numerosos problemas de dinámica de fluidos.

Con la finalidad de proveer un fácil acceso, los códigos comerciales de cálculo CFD incluyen una sofisticada interfaz entre el ingreso de parámetros del problema y el análisis de los resultados. En tal sentido todos los códigos contienen tres partes fundamentales: preprocesador, solver y posprocesador:

Preprocesador. El preproceso consiste en la introducción de los datos y parámetros necesarios para la resolución del problema en cuestión. Las tareas durante el preproceso son las siguientes:

- Definición de la geometría de la región de interés: el dominio de cálculo.
- Generación de la malla, subdivisión del dominio en un número determinado de subdominios: una malla de celdas (volúmenes de control o elementos).
- Selección de los fenómenos físicos y/o químicos que han de modelarse.
- Especificación de las condiciones de contorno apropiadas en las celdas adyacentes al límite del dominio. Definición de las propiedades del fluido.

La solución de las características físicas del flujo (velocidad, presión, temperatura, etc.) queda definida en los nodos o vértices de cada celda. A priori, la precisión de una solución CFD está determinada por el número de celdas en la malla. En general, un elevado número de celdas proporciona mayor exactitud en la solución. La

aproximación de la solución y su coste computacional dependen de la fineza de la malla y de los modelos de cálculo utilizados.

Solver. Es la parte del código que resuelve las ecuaciones. Para que un ordenador pueda resolver las ecuaciones que describen el flujo, éstas han de ser transformadas en expresiones linealizadas, que luego se resuelvan generalmente mediante algoritmos iterativos. La transformación de las ecuaciones diferenciales en su análogo numérico es lo que se llama proceso de discretización numérica.

Existen cuatro métodos de discretización: (i) diferencias finitas, (ii) elementos finitos, (iii) métodos espectrales y (iv) volúmenes finitos.

El método de las **diferencias finitas** es el método de discretización más antiguo utilizado para obtener la solución numérica de ecuaciones diferenciales. Su primera aplicación se considera haber sido desarrollada por Euler en 1768. Este método obtiene la solución de la variable ϕ en una serie de puntos de una malla que forma el dominio de cálculo. Habitualmente se utilizan series de Taylor truncadas para generar las aproximaciones de ϕ en los puntos vecinos a través de sus sucesivas derivadas. Estas diferencias finitas, que reemplazan a las derivadas en las ecuaciones que gobiernan el flujo, dan lugar a un sistema de ecuaciones algebraicas que puede ser resuelto numéricamente. Su aplicación se recomienda en mallas uniformes, con alto grado de regularidad. Este método depende del número de términos que formen el desarrollo de dichas ecuaciones. En teoría, cuantos más términos tenga dicho desarrollo, la solución se aproximará más al valor exacto.

El método de los **elementos finitos** se basa en la utilización de las llamadas funciones de forma (lineales o cuadráticas habitualmente) para describir la variación local de una variable ϕ sobre el elemento. Las ecuaciones gobernantes se satisfacen mediante la solución exacta de ϕ . Si las funciones de forma aproximativa para ϕ son sustituidas dentro de la ecuación, ésta no será exacta y se define unos residuales. Los siguientes residuales (el error) son minimizados de la misma forma, multiplicándolos e integrándolos por un juego de funciones ponderadas. El resultado es una serie de ecuaciones algebraicas que tiene como incógnitas los coeficientes de las funciones de forma. Inicialmente este método fue desarrollado para el análisis estructural, y desde hace algunos años también es una técnica empleada en aplicaciones de mecánica de fluidos [107].

Los métodos **espectrales** aproximan la incógnita por medio de las series de Fourier truncadas o series polinomiales de Chebyshev. A diferencia de los métodos comentados anteriormente, las aproximaciones no son locales pero son válidas de forma global en el dominio de cálculo. Es quizás el método menos extendido en aplicaciones como la presentada en esta tesis, por lo que no se considera necesario profundizar en la descripción de este método, del cual puede encontrarse información en el trabajo realizado por Gottlieb y Orszag [61].

El método de los **volúmenes finitos** fue desarrollado como una ampliación del método de las diferencias finitas [193]. Actualmente, es la técnica más empleada en el cálculo de flujo en motores Diesel [16, 24, 59, 110, 125, 135, 188], sobre la que se basan varios códigos comerciales, FLUENT, FLOW-3D, STAR-CD, PHOENICS,

entre otros. Básicamente, este método de cálculo consiste en: (i) Integración de las ecuaciones que gobiernan el flujo sobre todos los volúmenes de control que forman el dominio; (ii) Discretización de las ecuaciones por medio de la sustitución de términos en las ecuaciones integradas con aproximaciones similares a las realizadas en las diferencias finitas, lo que convierte las ecuaciones integrales en un sistema de ecuaciones linealizadas; y (iii) Solución del sistema de ecuaciones algebraicas por medio de un proceso iterativo. Es el primer paso, la integración de las ecuaciones en el volumen de control, el que distingue a este método del resto. Este método expresa la conservación de propiedades relevantes para cada tamaño finito de celda. Esta relación entre el algoritmo numérico y el principio fundamental físico de conservación, constituye uno de los principales atractivos de este método y hace su concepto mucho más simple y entendible por ingenieros.

Posprocesador. En los últimos años, los códigos CFD han experimentado un notable avance en la capacidad de tratamiento y análisis de la solución (post-proceso). Los códigos actuales disponen de unas utilidades gráficas, que aúnan versatilidad y facilidad de uso, así como robustez en sus herramientas de representación. Éstas suelen incluir la representación tridimensional de la malla, de los vectores de velocidad, contornos en líneas y sombras de las variables puestas en juego, gráficos de las superficies 3D y 2D, seguimiento de partículas, obtención de valores medios, monitorización en puntos “de medida”, etc., que permiten el análisis en detalle de la solución obtenida.

3.3. Ecuaciones generales

Las ecuaciones que gobiernan el flujo, y que deben resolver los códigos de cálculo, pueden escribirse en su forma conservativa, según las siguientes expresiones:

Conservación de la masa:

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j) = S_m \quad (3.1)$$

Conservación del momento:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j u_i) = -\frac{\partial}{\partial x_i}(p) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\tau_{ij}) + S_i \quad (3.2)$$

Conservación de la energía:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h_0) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j h_0) = -\frac{\partial}{\partial x_i}p + \frac{\partial}{\partial x_j}(u_i \tau_{ij} - F_{h,j}) + S_i u_i + S_h \quad (3.3)$$

Conservación de especies:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho Y^k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j Y^k) = \frac{\partial}{\partial x_j}(F_j^k) + S_m^k, \quad (3.4)$$

donde Y^k representa la concentración másica de la especie k .

En cada una de las ecuaciones presentadas, los términos fuente por unidad de volumen y de tiempo vienen expresados por S_m , S_i , S_h y S_m^k , para la masa, el momento, la energía y para cada especie química respectivamente.

En las ecuaciones de conservación del momento y de la energía, el término τ_{ij} es el tensor de tensiones, que para fluidos newtonianos puede escribirse en función de la viscosidad del fluido μ , según:

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \quad (3.5)$$

En la ecuación de la conservación de la energía (ecuación 3.3), h_0 representa la entalpía total, térmica y mecánica:

$$h_0 = h + \frac{1}{2} u_i u_i = \sum_{k=1}^N h_k Y^k + \frac{1}{2} u_i u_i \quad (3.6)$$

$$h_k = h_k^0 + \int_{T_0}^T c_p^k dT \quad (3.7)$$

Y el término fuente $F_{h,j}$ representa el flujo de calor, que puede expresarse por la ley de Fourier:

$$F_{h,j} = k \frac{\partial T}{\partial x_j} + \sum_{k=1}^N h_k \rho D_k \frac{\partial Y_k}{\partial x_j}, \quad (3.8)$$

donde D_k es el coeficiente de difusión de la especie k en la mezcla.

En la ecuación de la conservación de especies (ecuación 3.4), el término F_j^k es la componente del flujo de difusión de cada especie, que se calcula según la ley de Fick:

$$F_j^k = \rho D_k \frac{\partial Y^k}{\partial x_j} \quad (3.9)$$

Si se reorganizan los términos de las ecuaciones que gobiernan el flujo, todas ellas pueden escribirse bajo una misma estructura:

Término no estacionario + Término convectivo = Término difusivo + Término fuente

De esta forma se puede deducir, de forma genérica, la conservación global para cada variable de flujo ϕ mediante la siguiente ecuación de transporte. En esta ecuación aparece el término dependiente del tiempo seguido de los términos convectivo, difusivo Γ y fuente. En este último término se incluyen todos los términos de cada una de las ecuaciones que no tienen un carácter difusivo ni convectivo.

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \text{div}(\rho\phi\vec{u}) = \text{div}(\Gamma\text{grad}\phi) + S_\phi \quad (3.10)$$

Las ecuaciones implicadas en el problema, escritas según la forma general de las ecuaciones de conservación (ecuación 3.10), resultan ecuaciones diferenciales en derivadas parciales. Para su resolución, según la técnica de los volúmenes finitos, se subdivide el dominio de cálculo en volúmenes de control. Integrando sobre el volumen de control v , y aplicando el teorema de Gauss de la divergencia:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\int_v \rho\phi dv \right) + \int_A \vec{n}(\rho\phi\vec{u}) dA = \int_A \vec{n}(\Gamma\text{grad}\phi) dA + \int_v S_\phi dv, \quad (3.11)$$

donde el vector \vec{n} representa el vector normal a la superficie A que rodea del volumen de control, en el punto de cálculo de la integral. Con la discretización espacial se obtienen ecuaciones algebraicas, en términos de la variable ϕ en los vértices de las celdas que forman el volumen de control.

3.4. Modelo de turbulencia

La elección de un modelo de turbulencia dependerá de consideraciones tales como la física que acompaña al problema, el nivel de exactitud requerida, los recursos computacionales disponibles y el tiempo disponible para la simulación, entre otras.

Los pocos estudios existentes en la bibliografía, aplicados al estudio del fenómeno de resonancia mediante herramientas computacionales CFD [18, 19], no dan detalles del modelo de turbulencia utilizado. Sin embargo, para estos estudios se decide utilizar el modelo $k-\varepsilon$ [97], por ser el más robusto, de consumo computacional razonable, y el más utilizado en aplicaciones de motores Diesel con resultados aceptables [46, 59, 78, 125, 135].

El modelo $k-\varepsilon$ es un modelo semiempírico en el que la viscosidad turbulenta μ_t se expresa a través de la ecuación:

$$\mu_t = C_\mu \rho l \sqrt{k}, \quad (3.12)$$

donde k está definida como la energía cinética de fluctuación de turbulencia:

$$k = \frac{1}{2} (\overline{u_i^2} + \overline{u_j^2} + \overline{u_k^2}) \quad (3.13)$$

Quedando la ecuación de transporte de k como sigue:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M, \quad (3.14)$$

donde G_k representa la generación de energía turbulenta debido a los gradientes de las velocidades medias [53], G_b es la generación de energía turbulenta debido a la gravedad, Y_M representa las dilataciones causadas por los efectos de la compresibilidad y σ_k es el número de Prandtl turbulento para k .

La escala l de turbulencia, en la ecuación 3.12, relaciona los ratios de producción y de disipación turbulenta mediante:

$$\varepsilon = \frac{k^{3/2}}{l} \quad (3.15)$$

La ecuación de conservación para la disipación de la energía cinética turbulenta puede expresarse:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k}, \quad (3.16)$$

donde σ_ε es el número de Prandtl turbulento para ε y $C_{1\varepsilon}$, $C_{2\varepsilon}$, $C_{3\varepsilon}$ y C_μ , son constantes obtenidas experimentalmente [97], con los valores presentados en la tabla 3.1:

$C_{1\varepsilon}$	$C_{2\varepsilon}$	$C_{3\varepsilon}$	C_μ	σ_k	σ_ε
1.44	1.92	1.37	0.09	1.0	1.22

Tabla 3.1: Valores para los coeficientes del modelo de turbulencia k - ε

Combinando las ecuaciones 3.12 y 3.15 se obtiene una relación para la viscosidad turbulenta:

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.17)$$

3.5. Discretización

3.5.1. Espacial

El primer paso en la aplicación de la dinámica de fluidos computacional, consiste en la discretización espacial del dominio. Para ello es necesario un mallado, que

permita definir volúmenes de control para la integración y posterior discretización de las ecuaciones que describen las características físicas de un fluido. Básicamente existen dos tipos de mallado:

Mallados estructurados. Cada punto de la malla se identifica de manera exclusiva con los índices i, j, k , del sistema de coordenadas. Las celdas de la malla son cuadriláteros en 2D y hexaedros en 3D. La principal ventaja de este tipo de mallados reside en la orientación de los elementos en memoria, porque la conectividad entre celdas está perfectamente definida por su orientación estructurada, y por tanto no se necesita incluir toda la información relativa a la conectividad entre celdas.

Estos mallados pueden representarse en un sistema cartesiano o curvilíneo. En el primer caso, las líneas que configuran las celdas son siempre paralelas al sistema de ejes coordenados; por el contrario, en los sistemas curvilíneos, el sistema de coordenadas se deforma para adaptarse a la geometría del objeto de estudio, lo que permite que el flujo quede aproximadamente alineado con las líneas del mallado. Esto representa una ventaja desde el punto de vista numérico, ya que permite minimizar la difusión numérica generada por la discretización de las ecuaciones.

Por otro lado pueden clasificarse en mallas ortogonales y mallas no ortogonales. Las mallas ortogonales son aquellas en las que todas las líneas que la componen se cortan entre sí con un ángulo de 90° . Algunos flujos pueden considerarse axisimétricos; en estos casos, las ecuaciones de flujo pueden ser expresadas en coordenadas polares (r, θ) , en vez de en coordenadas cartesianas (x, y) .

Mallados no estructurados. Las celdas y los nodos no tienen un orden particular, es decir, las celdas vecinas no pueden identificarse directamente por sus índices. Las celdas serán triángulos o cuadriláteros en el caso 2D, y tetraedros, prismas, hexaedros, pirámides o poliedros en 3D. Estos mallados ofrecen gran flexibilidad en el tratamiento de geometrías complejas. Una de sus principales ventajas reside en que los triángulos (2D) o los tetraedros (3D) se pueden generar automáticamente, independientemente de la complejidad del dominio; por lo que el tiempo de mallado suele ser mucho menor que el requerido para un mallado estructurado. Una desventaja es que requieren más memoria que los mallados estructurados, porque hay que incluir la información relativa a la conectividad entre celdas.

Por otro lado, en el método de los volúmenes finitos es necesario definir puntos de control en cada volumen generado. Precisamente es en estos vértices donde se guardan las variables de flujo.

En la ausencia de fuentes, la convección y difusión estacionaria de una propiedad ϕ , en un campo de flujo u unidimensional, está gobernada por:

$$\frac{d}{dx}(\rho u \phi) = \frac{d}{dx}\left(\Gamma \frac{d\phi}{dx}\right) \quad (3.18)$$

El flujo debe también satisfacer la continuidad:

$$\frac{d(\rho u)}{dx} = 0 \quad (3.19)$$

En la figura 3.1 se muestra un volumen de control de una dimensión, un nodo general P , los nodos vecinos identificados como W y E y las caras del volumen de control identificados con w y e .

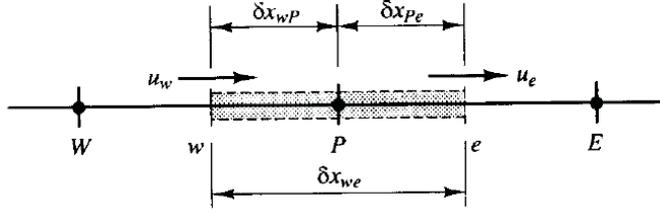


Figura 3.1: Un volumen de control unidireccional alrededor del nodo P [126]

Integrando la ecuación de transporte 3.18 sobre el volumen de control mostrado en la figura 3.1, se obtiene:

$$(\rho u A \phi)_e - (\rho u A \phi)_w = (\Gamma A \frac{\partial \phi}{\partial dx})_e - (\Gamma A \frac{\partial \phi}{\partial dx})_w \quad (3.20)$$

Realizando la misma integración para la ecuación de la continuidad 3.19, resulta:

$$(\rho u A)_e - (\rho u A)_w = 0 \quad (3.21)$$

Para obtener las ecuaciones discretizadas para un problema convectivo-difusivo, se debe aproximar los términos en la ecuación 3.20. Para ello, es conveniente definir dos variables F y D_f para representar el flujo de masa convectivo y la difusión en las caras de las celdas, de la siguiente forma:

$$F = \rho u \quad (3.22)$$

$$D_f = \frac{\Gamma}{\delta x} \quad (3.23)$$

Los valores de las caras de las celdas de la variable F y D pueden ser escritas como:

$$F_w = (\rho u)_w, \quad F_e = (\rho u)_e \quad (3.24)$$

$$D_w = \frac{\Gamma_w}{\delta x_{WP}}, \quad D_e = \frac{\Gamma_e}{\delta x_{PE}} \quad (3.25)$$

Asumiendo que $A_w = A_e = A$, la ecuación 3.20 puede ser escrita como:

$$F_e \phi_e - F_w \phi_w = D_e(\phi_E - \phi_P) - D_w(\phi_P - \phi_W) \quad (3.26)$$

Y la ecuación 3.21:

$$F_e - F_w = 0 \quad (3.27)$$

Se asume que el campo de velocidad es conocido y que toma en cuenta los valores de F_e y F_w . Por lo tanto, para resolver la ecuación 3.26 es necesario resolver la propiedad ϕ en las caras e y w , lo que se consigue mediante esquemas de resolución. Seguidamente se describen los esquemas más utilizados:

Central Difference. Este tipo de discretización está disponible para las ecuaciones del momento. Es un esquema de segundo orden, pero se debe vigilar su uso, porque puede darse el caso de que los coeficientes de la ecuación algebraica 3.29 resulten negativos, dando lugar a una solución sin sentido físico.

Upwind 1er Orden. El valor en las celdas se determina asumiendo que el valor central de cualquier variable representa un valor medio de celda y que los valores de las caras son idénticos a los valores de las celdas. El valor de la cara ϕ_f es igual al valor central de la celda ϕ en la celda vecina aguas arriba del flujo.

Upwind 2do Orden. Los valores de las caras de las celdas se calculan mediante una aproximación de reconstrucción lineal multidimensional. En esta aproximación, se alcanza una precisión de orden más elevado en las caras de las celdas mediante la aplicación de las series de Taylor a la solución centrada en el centroide de la celda.

Para el caso unidimensional, la ecuación de discretización puede ser escrita como:

$$a_P \phi_P = a_E \phi_E + a_W \phi_W + b, \quad (3.28)$$

donde a_E y a_W son valores función de D_e , D_w , F_e y F_w ; y b es el término fuente.

Para el caso tridimensional, la ecuación 3.28 puede ser escrita como:

$$a_p \phi_p = a_E \phi_E + a_W \phi_W + a_N \phi_N + a_S \phi_S + a_T \phi_T + a_B \phi_B + b, \quad (3.29)$$

donde las notaciones N , S , T y B representan las caras vecinas norte, sur, superior e inferior respectivamente.

3.5.2. Temporal

En el caso de condiciones de flujo no estacionarias es necesario una discretización temporal de las ecuaciones, donde la integración de cada término se hace sobre un paso temporal Δt . Los esquemas de discretización temporal pueden ser del tipo explícito o implícito.

En el esquema explícito, los algoritmos de resolución son más sencillos porque únicamente se emplean los valores en cada celda del instante de cálculo anterior. Por lo general estos algoritmos requieren menos recursos computacionales, pero su estabilidad viene condicionada por el paso temporal, que se corresponde a un número de Courant (CFL) próximo a la unidad, según el criterio de estabilidad de Courant-Friedrichs-Lewy:

$$CFL = \frac{\Delta t}{\Delta x_{min}} \cdot U_{max} \approx 1, \quad (3.30)$$

donde Δx_{min} es el tamaño mínimo de una celda y U_{max} la velocidad de perturbación en el instante t .

En el esquema implícito, los valores en un determinado instante se hacen depender de la variable en el mismo instante en las celdas vecinas. El proceso de resolución es iterativo y tiene la característica fundamental de ser incondicionalmente estable. Además permiten arbitrariamente un paso temporal mayor que los explícitos; esta propiedad es útil en flujos transitorios lentos o estacionarios.

3.6. Solución de las ecuaciones discretizadas

Una vez realizada la discretización espacial y temporal de las ecuaciones se plantea un sistema de ecuaciones algebraicas (ecuación 3.29). Este sistema de ecuaciones se resuelve utilizando el método conocido como “pressure correction” [126], para el cual se han desarrollado dos métodos, uno basado en la presión y otro en la densidad.

El método basado en la presión emplea un algoritmo llamado de proyección que utiliza una ecuación de corrección de la presión, donde la mayor dificultad proviene del acoplamiento entre el campo de presiones y de velocidades. Este acoplamiento se resuelve por medio de esquemas de solución iterativos como el SIMPLE [126] y algunas de sus variaciones, SIMPLEC, SIMPLER [193] o SIMPISO [173].

El método basado en la densidad resuelve las ecuaciones que gobiernan el flujo (continuidad, momento, energía, especies, etc.) de forma simultánea. El campo de presión se obtiene mediante la ecuación de corrección de la presión, a través de manipulaciones en las ecuaciones de continuidad y momento. La ecuación de la continuidad se usa para obtener el campo de densidad, mientras que el campo de presión se determina de la ecuación de estado. Las ecuaciones gobernadas por escalares adicionales se resuelven secuencialmente.

La aplicación de cada método depende de la compresibilidad del fluido. Por una parte, el método basado en la presión es adecuado para flujo incompresible. El flujo incompresible puede caracterizarse por el valor del número de Mach ($M = u/c$). Se puede considerar que los efectos de compresibilidad del flujo son insignificantes si el Mach es aproximadamente $< 0,1$ [53]. Por otro lado, el método basado en la densidad se suele aplicar para flujo compresible. Sin embargo, ambos métodos se han extendido

de tal forma, que actualmente pueden aplicarse en ambos tipos de flujos, sobre todo, el algoritmo basado en la densidad, que resuelve de manera eficiente y precisa todas las velocidades de flujo.

Consecuentemente, en los cálculos llevados a cabo en esta tesis se emplea el algoritmo basado en la densidad. Este algoritmo requiere de muchas iteraciones hasta obtener la convergencia de la solución. Cada iteración consiste en los pasos ilustrados en la figura 3.2 y que se resume a continuación:

- Actualiza las propiedades del fluido, basadas en la solución actual. En el instante inicial, la actualización de dichas propiedades se basa en los valores de inicialización del dominio de cálculo.
- Resuelve las ecuaciones de continuidad, momento, energía y especies, de forma simultánea.
- Si fuera el caso, resuelve las ecuaciones de escalares tales como la turbulencia y la radiación, utilizando previamente la actualización de las otras variables.
- Repite este procedimiento hasta que se haya obtenido la convergencia.

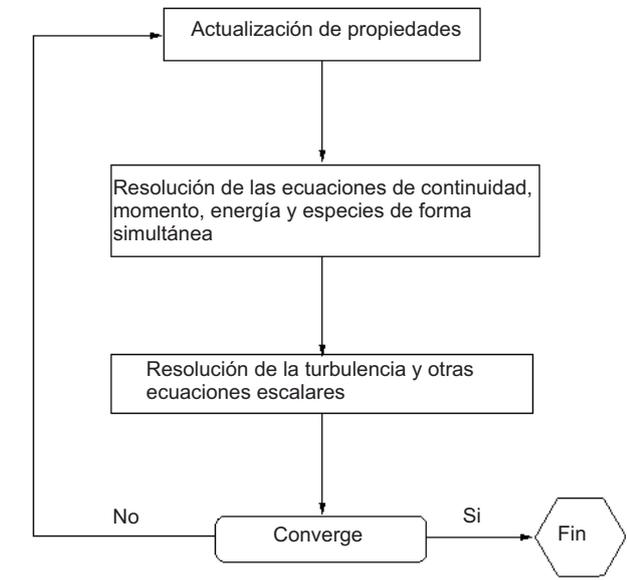


Figura 3.2: Método de solución basado en la densidad [53]

El criterio de convergencia está asociado con el límite designado a los residuales de la solución. Los residuales están definidos como el ratio temporal del cambio de la variable ϕ de la forma descrita a continuación:

$$R(\phi) = \sqrt{\sum \left(\frac{\partial \phi}{\partial t}\right)^2} \quad (3.31)$$

Generalmente resulta difícil juzgar la convergencia examinando los residuales definidos por la ecuación 3.31, por lo que se utiliza su forma normalizada definida por la expresión 3.32; de esta forma se evitan problemas con las escalas de las distintas variables, que puedan llevar a equivocaciones.

$$\frac{R(\phi)_{iteracionN}}{R(\phi)_{iteracion5}}, \quad (3.32)$$

donde el denominador es el valor absoluto de mayor importancia de los residuales de las cinco primeras iteraciones (por defecto).

3.7. Descripción de las geometrías calculadas

En este apartado se describen las geometrías de las cámaras de combustión estudiadas para los cálculos desarrollados en esta tesis.

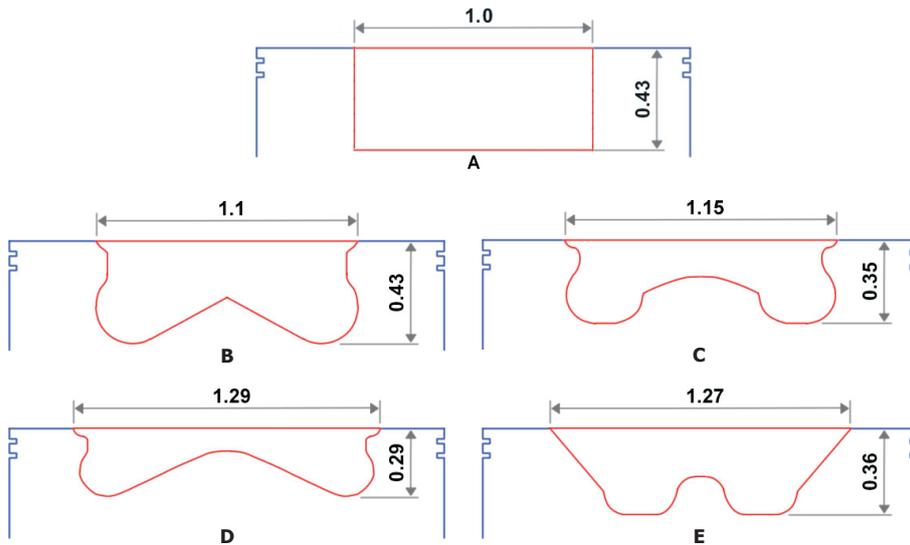


Figura 3.3: Geometrías de las cámaras de combustión estudiadas

La definición del dominio de cálculo es un paso importante. El considerar condiciones de simetría o de periodicidad, sin perjudicar el correcto sentido físico del

problema a simular, ayuda a reducir el número de celdas y por consiguiente el coste computacional. En esta tesis se pretende simular el autoencendido de un motor con inyector de hasta seis toberas de inyección Diesel. En este sentido se podría considerar planos periódicos definidos por el ángulo entre toberas; sin embargo esto se aleja del sentido físico del problema ya que simularía el encendido simultáneo de los autoencendidos. Por ello, con la finalidad de eliminar toda posible simetría asociada con el encendido simultáneo, y al mismo tiempo reducir en lo posible el dominio y el coste computacional, se considera un plano de simetría con uno o más autoencendidos no simultáneos.

En esta tesis se plantean dos tipos de estudios CFD de una cámara de combustión, en malla fija y en malla móvil. En el primero estudio, en malla fija, se simula únicamente el pistón en condiciones PMS sin simular el movimiento del pistón y el dominio de cálculo está comprendido únicamente por la geometría del bowl. En el segundo estudio, en malla móvil, se simulan los procesos de compresión, combustión y expansión, y el dominio de cálculo está comprendido por el bowl y el cilindro.

En la figura 3.3 se muestran las cinco geometrías de cámara de combustión empleadas en los cálculos en **malla fija**, denominadas “A” (caso de referencia), “B”, “C”, “D” y “E”. Todas las cámaras de combustión están centradas en el eje del cilindro y sus cotas están adimensionalizadas con el diámetro de la geometría cilíndrica.

En los cálculos en **malla móvil**, se han considerado las mismas geometrías, a excepción de la geometría cilíndrica “A”. En este estudio se considera la geometría “C” como caso de referencia.

3.8. Generación de las mallas

Para la construcción de la malla de cálculo se utiliza el programa Gambit [57]. Este programa permite construir la geometría y las celdas que constituyen el dominio de cálculo.

La metodología CFD seguida para la generación de la malla está dividida según el tipo de cálculo a realizar, en malla fija o móvil.

En ambos cálculos, el dominio se divide en una serie de volúmenes finitos (celdas) que deben de cumplir las siguientes condiciones y consideraciones:

- La geometría del dominio de cálculo ha de ajustarse lo mejor posible a la forma del elemento real objeto del modelado.
- Se ha de tener en cuenta el tipo de flujo previsto en el interior del dominio, de forma que la densidad de malla sea suficiente en las zonas de grandes gradientes.
- Se deberá procurar tener valores mínimos de deformación de celdas (skewness), de tal forma de garantizar una buena precisión y estabilidad de la solución. En el caso de una malla compuesta por cuadriláteros, el ángulo de los vértices debe estar cerca de los 90° . En el caso de una malla compuesta por triángulos se debe procurar ángulos cercanos a los 60° y que todos los ángulos sean menores de 90° .

- Las celdas deberán tener un factor de crecimiento (smoothness) razonable ($< 0,8$) ya que cambios rápidos del volumen entre dos celdas adyacentes provocarían errores de difusión numérica en la solución. Tener en cuenta que el factor de crecimiento se puede mejorar mediante el refinamiento de las zonas de elevado gradiente de volumen.

3.8.1. Malla fija

Teniendo en cuenta estas consideraciones, la malla del dominio de cálculo se ha realizado a base de hexaedros. Este tipo de celdas proporciona mayor precisión y estabilidad en el cálculo en comparación con los elementos tetraédricos. El número de celdas del dominio se estableció de acuerdo a un estudio de sensibilidad de la solución a la malla, que se detalla en el siguiente apartado.

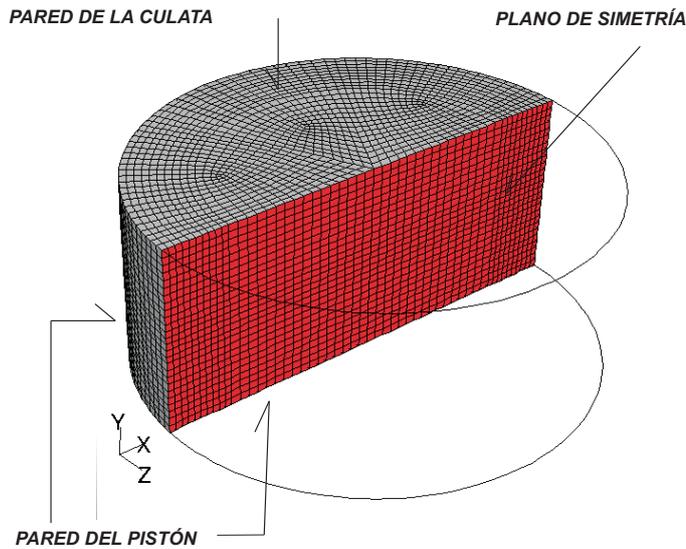


Figura 3.4: Vista isométrica de la topología de malla y condiciones de contorno del bowl cilíndrico

La malla, en todas las geometrías, se realiza en dos etapas (ver figuras 3.4 y 3.5). La primera que corresponde a la zona central del bowl, desde la pared del pistón, hasta la pared de la culata, se realiza mediante la extrusión de una malla bidimensional de cuadrados estructurados dividida en tres sectores de 60° . La segunda parte, que representa la zona periférica del bowl, se obtiene mediante extrusión del plano de simetría en un solo sector; de esta forma, se consigue una malla de topología similar a la zona central (hexaedros).

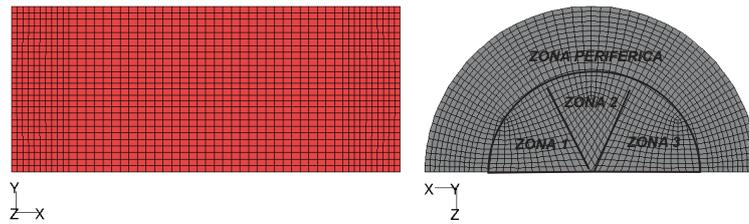


Figura 3.5: Detalle de la topología de malla del bowl cilíndrico: vista desde el plano de simetría (izquierda) y vista desde la culata (derecha)

De este modo se logra un tamaño de celdas en concordancia con los máximos gradientes de presión encontrados durante las primeras simulaciones, optimizando así el número de elementos necesario sin sacrificar la convergencia y precisión de la solución.

3.8.2. Independencia de malla

El tamaño y la calidad de las celdas es determinante para obtener una buena precisión de la solución y una rápida convergencia. En tal sentido, se ha verificado, mediante cálculos CFD, el tamaño de celda óptimo que garantice una buena solución con tiempos computacionales razonables.

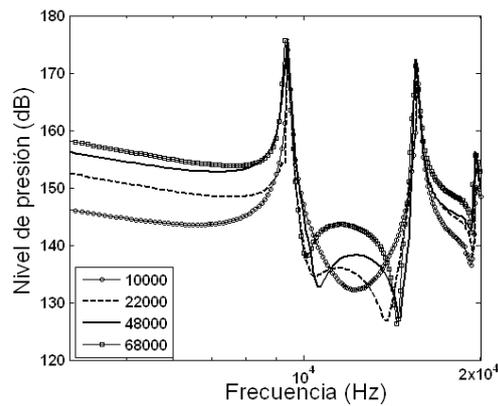


Figura 3.6: Respuesta en frecuencia de un monitor localizado cerca de la pared en función del número de celdas

Este estudio ha sido realizado con la configuración de referencia correspondiente a una geometría de bowl cilíndrica con un autoencendido. La topología de malla es

del tipo estructurada con un número de celdas que varía entre 10000 y 68000. Los resultados se muestran en términos de respuesta en frecuencia (ver figura 3.6) y energía de resonancia (ver figura 3.7) para un monitor localizado a 9.5 mm del centro del bowl y a 2.1 mm del plano de culata, similar a la ubicación del captador experimental (ver figura 3.8).

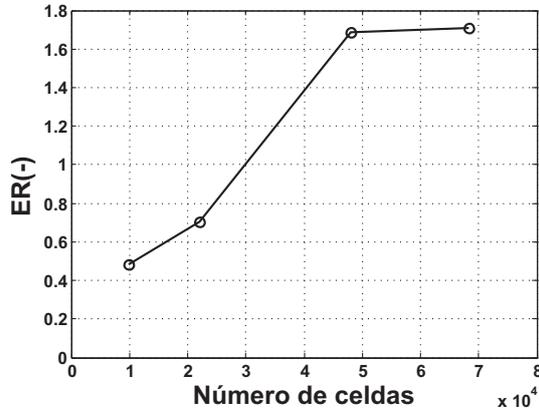


Figura 3.7: Energía de resonancia de un monitor localizado cerca de la pared en función del número de celdas

En la figura 3.6, se puede observar hasta tres modos de oscilación dentro del rango de análisis (20 Hz - 20 kHz). Además, aunque el número de celdas no influye en la frecuencia de ninguno de estos modos, sí influye en su amplitud. En efecto, la amplitud de los modos de oscilación, representada en la figura 3.7 en términos de energía adimensional de resonancia ($ER(-)$, que se detalla en la sección 4.2), crece de manera significativa al aumentar el número de celdas. Se observa un comportamiento asintótico y poca variación en el nivel de $ER(-)$ a partir de 48000 celdas.

Por otro lado, cabe señalar que el incremento de los tiempos de cálculo está ligado al número de celdas. En la figura 3.9 se muestra el tiempo CPU por iteración empleado por la estación de trabajo durante el estudio de independencia de malla.

Tal como se observa, el aumento del número de celdas provoca un aumento del tiempo de cálculo de hasta un 40% entre el caso con 48000 celdas (solución independiente) y el caso con malla refinada (68000 celdas). De igual forma la cantidad de memoria requerida aumenta considerablemente, lo que ralentiza la obtención de la solución, incrementando el tiempo de cálculo y el espacio de almacenamiento de datos, y aumenta el coste computacional del posprocesado del modelo. Este incremento del tiempo de cálculo es de importancia, teniendo en cuenta la poca diferencia en la solución (< 1,5%). Por ello, se puede considerar que la solución obtenida con el modelo de 48000 celdas resulta un buen compromiso entre precisión y coste computacional.

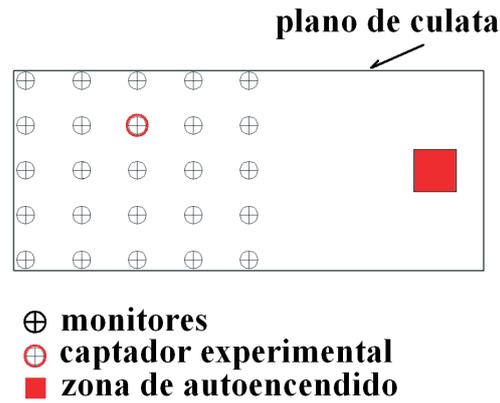


Figura 3.8: Ubicación del captador experimental y puntos CFD de monitorización de presión

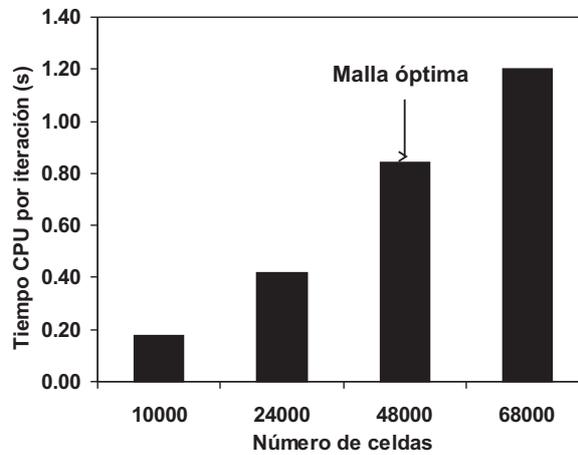


Figura 3.9: Influencia del número de celdas en el tiempo CPU por iteración

3.8.3. Malla móvil

Construcción de la malla de cálculo

Con la finalidad de reducir el dominio de cálculo y por consecuencia el coste computacional, se considera un plano de simetría que pasa por el eje del bowl y del cilindro, y por el centro de dos de las seis zonas de autoencendido, tal y como se muestra en la figura 3.10.

El dominio está dividido en zonas, delimitadas por la ubicación de cada autoencendido y por los contornos móviles del dominio. En concreto estas zonas, mostradas en la figura 3.11, comprenden: los volúmenes de cada excitación en el interior del bowl, el volumen restante del bowl, el volumen móvil del cilindro y su parte estacionaria correspondiente a la mitad del volumen muerto adyacente al plano de culata.

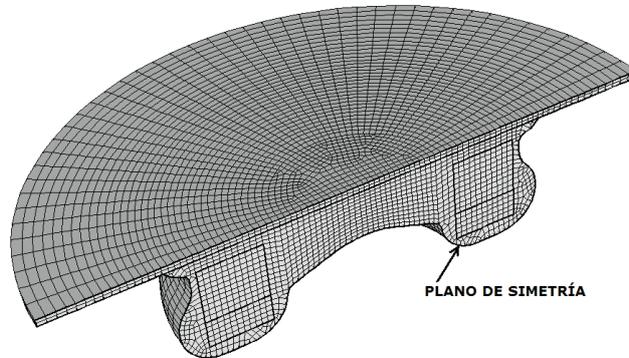


Figura 3.10: Plano de simetría en el modelo tridimensional

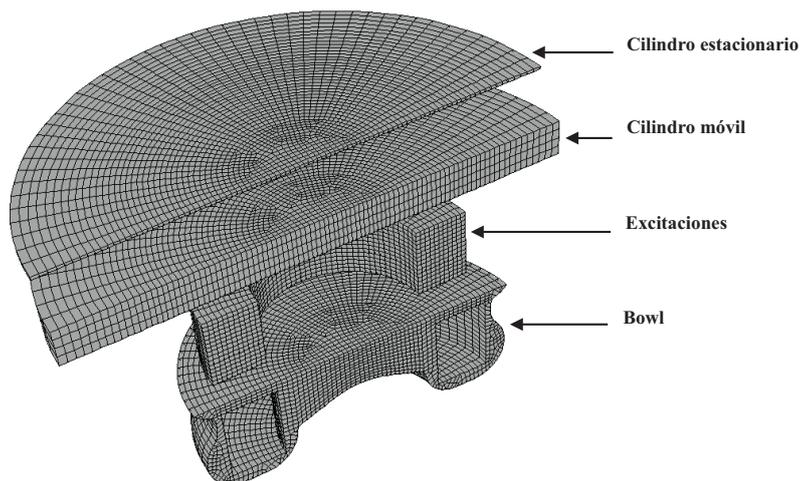


Figura 3.11: Zonas que comprende el dominio de cálculo del modelo CFD

La metodología aplicada para la generación del mallado es la que sigue. Inicialmente se malla el volumen correspondiente a la parte central del bowl, mediante la extrusión de su cara inferior basada en cuadriláteros no estructurados, desde el bowl

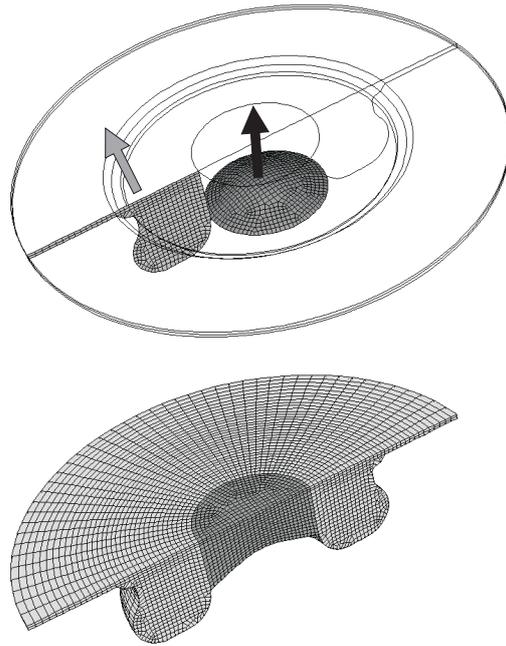


Figura 3.12: Metodología seguida para la construcción de la malla tridimensional

hasta la culata, en tres etapas. Posteriormente se malla la zona periférica del bowl mediante la revolución de la cara simétrica cada 60° (ver figura 3.12). La generación de celdas se realiza a partir de caras fuentes [53]; de esta forma se consiguen celdas estructuradas en todo el dominio.

Todas las zonas del dominio están constituidas por celdas hexaédricas. Este tipo de celdas proporciona más precisión y estabilidad en el cálculo en comparación con los elementos tetraédricos [51]. El número de celdas se establece de acuerdo a un estudio previo de independencia de malla, detallado en la sección 3.8.2.

Movimiento de la malla

Para simular el movimiento del pistón, se utiliza el modelo MDM (Moving Dynamic Mesh) de Fluent.

En este modelo, el movimiento de malla está basado en un proceso de activación y desactivación de capas de celdas. En el caso del movimiento del pistón, esta activación y desactivación se produce durante la expansión y compresión respectivamente. Todas las celdas de una determinada capa deformable se modifican simultáneamente (todas las capas tienen el mismo espesor), hasta que esta deformación supera un porcentaje respecto a las dimensiones iniciales y entonces se produce la activación/desactivación de la capa.

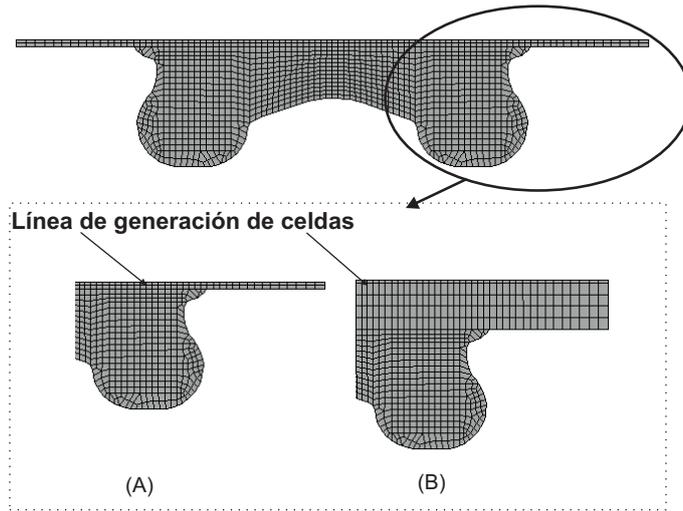


Figura 3.13: Características de la malla en la zona simétrica de la geometría tridimensional en dos instantes: en el PMS (A) y a 24.18° APMS (instante en que se inicia la inyección piloto) (B)

Para generar este movimiento es necesario indicar previamente las zonas móviles y estáticas del dominio, la dirección del movimiento y algunos parámetros relativos a la geometría del motor: longitud de biela, carrera del pistón, régimen de giro, etc.

El lugar donde se produce la activación y desactivación de celdas se define inicialmente en la etapa de modelado. En nuestro caso se define una cara de celdas tipo “interior”, ubicada entre la culata y la cabeza del pistón cuando éste se encuentra en el PMS, tal y como se muestra en la figura 3.13.

De esta forma se definen dos zonas; una móvil, correspondiente a la cabeza del pistón, bowl y cilindro; y otra estática, correspondiente a la culata y volumen muerto. El tamaño de las celdas durante la activación de capas es coherente con el estudio de independencia de malla.

El movimiento del pistón se inicia al cierre de la válvula de admisión (155.5° APMS), durante la compresión y finaliza justo antes de la apertura de las válvulas de escape (131° DPMS). Con ello se obtiene un dominio de cálculo sencillo y reducido, sin involucrar el movimiento de las válvulas de admisión y escape, pero teniendo en cuenta las condiciones iniciales correspondientes. Esto permite reducir sustancialmente los recursos computacionales sin que esta simplificación influya en la calidad de los resultados obtenidos.

3.9. Condiciones de contorno e iniciales

Para la estimación de los valores a utilizar en las condiciones de contorno e inicialización de la simulación CFD, se utiliza un modelo de diagnóstico de la combustión, Calmec [111], así como rutinas de procesamiento propias elaboradas en Matlab.

Dicho modelo, basado en la propuesta de Armas [9] y Lapuerta *et al.* [96], consiste en la resolución del primer principio termodinámico y la ecuación de estado mediante el cálculo de varios sub-modelos, a partir de la presión en cilindro, régimen, masa de aire encerrado, masa de combustible inyectado, temperatura y presión de admisión, etc. Aunque este cálculo se realiza entre el cierre de la válvula de admisión hasta la apertura de la válvula de escape, la cámara se considera como un sistema abierto debido a la salida de gases por blow-by y a la entrada del combustible inyectado. Las principales hipótesis asumidas en este modelo son las siguientes:

- La presión es uniforme en la cámara de combustión.
- El fluido de trabajo es una mezcla de tres especies: aire, combustible gaseoso y productos quemados estequiométricos.
- El comportamiento de gases es perfecto.
- La temperatura en cámara es uniforme.
- La transmisión de calor a través de las paredes es de tipo convectivo.

Con este modelo, se obtiene la presión y la temperatura instantánea en la cámara de combustión, que son utilizadas como inicialización del cálculo CFD.

Las condiciones de contorno de pared del cálculo CFD están asociadas con la temperatura de las paredes del bowl, culata y cilindro, que se obtiene mediante el sub-modelo nodal [190] integrado en Calmec. Este sub-modelo utiliza en sus predicciones la presión instantánea del cilindro tomada por el captador experimental, algunos parámetros de operación del motor, y en particular los diámetros del cilindro, de la bóveda de aceite, y del canal donde se alojan los segmentos en la cabeza del pistón.

3.9.1. Condiciones de contorno

Es necesario facilitar las condiciones de contorno de todas las fronteras del dominio de cálculo (entrada y salida del flujo, paredes, etc.) para completar el sistema de ecuaciones. En nuestro problema, se ha utilizado: una condición de simetría en la sección transversal del bowl que permite simplificar el dominio de cálculo a la mitad, y una condición de pared en la periferia del bowl que delimita el dominio de cálculo, y en la que se imponen las condiciones termodinámicas asociadas al punto de funcionamiento que se pretende estudiar.

En los cálculos en **mallado móvil y mallado fijo**, la condición de pared está dividida en dos zonas de diferente temperatura:

Bowl o pistón. Las paredes del bowl se consideran isotermas, todas con una temperatura equivalente a la temperatura de las paredes del punto de funcionamiento a simular y que se estima previamente mediante el modelo nodal de Calmec.

Culata. Al igual que para el bowl, la temperatura de la pared de la culata se considera isoterma y se estima mediante el mismo modelo nodal. Se tiene en cuenta el espesor y el área efectiva de la culata. La velocidad lineal media del pistón es también un parámetro importante, debido a su influencia en la velocidad tangencial del aire en el interior del cilindro. Además, son importantes los ajustes realizados al modelo nodal mediante el coeficiente de película de Woschni [198], mediante una comparación con la temperatura medida.

Adicionalmente a estas dos condiciones de contorno, en cálculos en **mallá móvil** se añade una tercera condición de contorno, correspondiente a la pared del cilindro. Del mismo modo que las paredes del bowl y culata, esta condición de contorno se considera isoterma y se estima mediante el modelo nodal de Calmec, en el que se tiene en cuenta las condiciones de operación del motor y el diámetro del cilindro.

3.9.2. Condiciones iniciales

La determinación de las condiciones iniciales del fluido en el interior de la cámara de combustión es la etapa de mayor importancia en esta metodología, sobre todo, las condiciones en el instante del autoencendido del combustible. Las condiciones iniciales dependen del tipo de cálculo a realizar.

Por una parte, los cálculos en **mallá fija** empiezan al inicio del proceso de combustión. Como se ha mencionado anteriormente, la presión y temperatura al inicio del autoencendido se obtienen de Calmec a partir de la información registrada experimentalmente por el captador de presión en el interior del cilindro y de otros parámetros de motor. Los cálculos CFD se realizan tomando las siguientes consideraciones:

- Para simular las condiciones en el instante de autoencendido, se imponen los valores de presión y temperatura obtenidos de Calmec justo antes del autoencendido y se consideran homogéneos en todo el dominio, excepto en la zona donde se produce la combustión, en la que se inicializa con un nivel de presión y temperatura más elevado, correspondiente a las condiciones de autoencendido.

- El fluido en el instante del autoencendido se considera en reposo; con ello, se asume que la influencia de la velocidad y turbulencia iniciales del aire sobre la resonancia es despreciable.

- Se asume el aire como fluido de trabajo, por ser este elemento el de mayor presencia durante y después del autoencendido. Con ello se considera que la presencia de los gases quemados después de la combustión no influye en las propiedades termodinámicas asumidas, específicamente sobre el coeficiente politrópico γ que influye en la velocidad de propagación del sonido ($c_0 = \sqrt{\gamma RT}$).

Por otra parte, los cálculos en **mallá móvil** se inician al cierre de la válvula de admisión. En efecto, con la finalidad de evitar incluir el movimiento de la mallá asociado a las válvulas de escape y admisión, y por tanto reducir el coste computacional, los cálculos se inician a 155,5° APMS de compresión y finalizan a 131° DPMS de expansión. Este tipo de cálculos se realiza tomando las siguientes consideraciones de inicialización:

- Los valores de presión (p_0) y temperatura (T_0) se obtienen del procesado de los ensayos experimentales [188] mediante Calmec; ambas variables se consideran homogéneas en todo el dominio.

- El fluido no se considera en reposo. Los valores iniciales de energía cinética turbulenta (k) y disipación turbulenta (ε) del modelo $k - \varepsilon$, descritos anteriormente, han sido estimados a partir de modelos empíricos [59] basados en el régimen de giro, posición del pistón y parámetros geométricos del motor estudiado y que han sido aplicados en otros estudios CFD [25, 127] llevados a cabo para motores similares.

- El fluido está compuesto de 98% de aire (f_{ma}) y 2% de gases quemados (f_{mq}).

Adicionalmente, para la simulación del autoencendido, se utiliza la ley de liberación de calor y las fracciones másicas instantáneas de cada especie. Para ello es necesario estimar la energía liberada por premezcla y por difusión. En este caso el cálculo se realiza con un sub-modelo de Calmec llamado ACT (Apparent Combustion Time) [10]. ACT es un sub-modelo predictivo de combustión Diesel. Se fundamenta en la teoría de chorros gaseosos para la predicción de la combustión por difusión (que es la mayor parte de la combustión en un motor diesel convencional), y tiene un modelo fenomenológico de tiempo de retraso y otro de combustión premezclada. Todos estos modelos han sido ajustados gracias a una extensa base de datos correspondientes a motores típicos de automoción. Por la morfología del modelo, una vez hecha una predicción, se logra distinguir la parte de la ley de combustión que se corresponde con la combustión premezclada y la que se debe a la combustión por difusión.

3.10. Resumen

El método alternativo al experimental y a la teoría modal, planteado en esta tesis para estudiar el fenómeno de resonancia en la cámara de combustión, está basado en cálculos CFD. Las grandes ventajas de este método frente al experimental son su rapidez y la posibilidad de registrar la señal de presión en varios puntos dentro del cilindro. Con respecto al método teórico, el cálculo CFD permite conocer en detalle el campo de flujo en cualquier tipo de geometría, lo que resulta interesante en el estudio de bowls de geometría real.

Sin embargo los cálculos CFD requieren plantear una metodología de cálculo previa, que en esta tesis se ha aplicado a dos tipos de estudios. El primero, correspondiente a simulaciones con el pistón en condiciones PMS (malla fija) y, el segundo correspondiente a simulaciones con movimiento del pistón, desde el cierre de la válvula de admisión hasta la apertura de la válvula de escape (malla móvil). En ambos estudios se han descrito las geometrías de cámaras de combustión, que se utilizarán en los siguientes capítulos para determinar su influencia sobre la resonancia.

Además, se ha definido una topología de malla estructurada, basada en hexaedros. Con la finalidad de garantizar que el tamaño de celda que conforma el dominio de cálculo no influye en los resultados, se ha realizado un estudio de independencia de malla. Este estudio se ha llevado a cabo con un bowl de geometría cilíndrica y para un punto de funcionamiento de 1500 RPM y 25 % de carga. Los resultados han demostrado que la independencia de malla se alcanza a partir de 48000 elementos, equivalente a un tamaño de celda de 0.7 mm, el que se aplicará en los estudios paramétricos llevados a cabo en los siguientes capítulos.

Finalmente, se han obtenido las condiciones de contorno e iniciales a partir del procesado de la señal de presión experimental mediante Calmec y rutinas propias en Matlab.

Capítulo 4

Estudio de la sensibilidad de la resonancia a parámetros de motor

Índice

4.1. Introducción	93
4.2. Caracterización de la resonancia	93
4.3. Validación de los resultados CFD	95
4.4. Influencia del movimiento del aire	97
4.5. Influencia de la geometría del bowl	105
4.5.1. Parámetros de las cámaras de combustión de los motores Diesel DI	106
4.5.2. Características de las cámaras de combustión estudiadas	107
4.5.3. Características de los cálculos realizados	107
4.6. Influencia de la temperatura del aire encerrado . .	116
4.7. Influencia de las condiciones de la excitación	119
4.7.1. Ubicación de la excitación	120
4.7.2. Número de excitaciones	122
4.7.3. Tamaño de la excitación	125
4.7.4. Intensidad de la excitación	127
4.8. Resumen	130

4.1. Introducción

En este capítulo se utiliza la herramienta CFD, descrita en el capítulo anterior, para estudiar la sensibilidad de la resonancia a cambios en la geometría de la cámara de combustión, en las condiciones de operación y en la carga del motor.

Las simulaciones se llevan a cabo en cámaras estacionarias, es decir, en cámaras donde el pistón se considera estático en el PMS, instante en el cual se simulan los efectos del autoencendido y en que el volumen de aire encerrado en la cámara de combustión es el volumen contenido por la unión del bowl y la culata.

Las condiciones de contorno e inicialización del problema se tomaron a partir de datos experimentales, así como de los resultados obtenidos por Calmec.

Los resultados de estas simulaciones, al no dar cuenta del movimiento alternativo del pistón, permiten realizar un estudio cualitativo de los parámetros influyentes en el comportamiento del fenómeno de resonancia como: el swirl, la geometría del bowl, la temperatura del aire y las condiciones de la combustión.

4.2. Caracterización de la resonancia

La metodología, utilizada en este capítulo para caracterizar la resonancia en cámaras de combustión de motores Diesel mediante el uso de herramientas CFD, consiste en simular las oscilaciones de las ondas de presión generadas por el autoencendido de la mezcla aire-combustible sin recurrir a las ecuaciones del proceso reactivo de la combustión.

En este tipo de simulaciones no se tiene en consideración el movimiento del pistón, y el dominio de cálculo está compuesto por el volumen del bowl; puesto que el objetivo es plantear una metodología sencilla y robusta que permita estudiar el comportamiento del fenómeno de resonancia causado por el autoencendido cuando el pistón se encuentra en el PMS, instante a partir del cual las oscilaciones a menudo presentan amplitudes elevadas.

Las simulaciones, cuyas condiciones de contorno e iniciales han sido descritas anteriormente, se realizan en transitorio y tienen una duración de 10 *ms* aproximadamente, similar al tiempo que dura el proceso de oscilación de la presión durante la combustión. El paso temporal es de aproximadamente 2.2×10^{-7} s, suficiente para estudiar los altos niveles de frecuencia del rango audible de interés; y se determina por el tamaño de celda y las velocidades del aire durante la simulación, de forma consistente con la condición CFL (Courant-Friedrichs-Lewy), descrita en la sección 3.5.2.

Durante toda la simulación, se registra la presión temporal de puntos de monitorización distribuidos en todo el bowl (ver figura 3.8); la ubicación de estos puntos se detalla en los capítulos posteriores.

El análisis de los resultados se realiza a partir de dos indicadores, la respuesta en frecuencia (RF) y la energía de resonancia (*ER*), obtenidos del procesado de estos puntos de monitorización.

Respuesta en frecuencia (RF)

La respuesta en frecuencia se obtiene mediante la transformada rápida de Fourier de la presión temporal registrada por un monitor virtual ubicado en el interior del bowl.

A diferencia del método experimental, con los cálculos CFD se registra la presión temporal en más de un punto dentro del bowl; lo que permite realizar un estudio más detallado del comportamiento espectral de la resonancia a cambios de ubicación del monitor virtual de presión.

Energía de resonancia (ER)

También es llamada intensidad de autoencendido por Blunsdon and Dent [18, 19], o intensidad de knock por Koning and Sheppard [86]. En todos los casos, este indicador caracteriza la intensidad de las oscilaciones de presión en el interior de la cámara de combustión.

El cálculo de la ER se basa en el cálculo de señales de energía durante un intervalo temporal de duración finita:

$$E = \sum_{k=0}^{N-1} x_{(k)}^2 \Delta t, \quad (4.1)$$

donde $x_{(k)}$ es el k -ésimo valor de una serie temporal de N muestras con un periodo de muestreo Δt .

Esta ecuación aplicada a una muestra de presión temporal con intervalo temporal constante desde $t = 0$ hasta t , resulta en una expresión llamada energía de resonancia (ER):

$$ER = \sum_{t=0}^t p^2 \Delta t, \quad (4.2)$$

donde p es la presión en un punto fijo en el interior del bowl y Δt es el paso temporal.

En este estudio, el cálculo de la ER se hace a partir de la señal de presión temporal obtenida por el monitor, durante los 10 ms que dura la simulación del proceso de combustión. Con la finalidad de estudiar únicamente el fenómeno de resonancia, se limita el rango del espectro entre la frecuencia en que aparece el primer modo de oscilación (4 kHz) y la máxima frecuencia audible por el oído humano (20 kHz) mediante un filtro paso alto.

Energía de la excitación (E_e)

La energía de la excitación se estima a partir de las condiciones de presión (p) y volumen de la excitación (Ve) impuestas durante un instante (Δt) al inicio de la simulación.

$$E_e = \Delta p^2 \Delta t \frac{Ve}{V_{ref}}, \quad (4.3)$$

donde $V_{ref}=68$ es una constante asociada al volumen de la excitación de la cámara cilíndrica (caso de referencia). La adimensionalización de la energía de la excitación mediante V_{ref} es necesaria para propósitos comparativos, porque numéricamente la excitación se aplica en un pequeño volumen, que puede variar dependiendo del tamaño de la malla o del tamaño de la excitación. En la mayoría de los casos V_e/V_{ref} es aproximadamente uno, excepto cuando se varía el tamaño de la excitación, tal y como se verá en los estudios llevados a cabo en el capítulo siguiente.

Energía de resonancia adimensional ($ER(-)$)

Con la finalidad de independizar la ER de los cambios a realizar en las condiciones del autoencendido o excitación, la energía de resonancia ER se presenta adimensionalizada ($ER(-)$) con la energía impuesta en la excitación (E_e).

$$ER(-) = \frac{ER}{E_e} \quad (4.4)$$

4.3. Validación de los resultados CFD

En esta sección se muestra la validación de las simulaciones en condiciones de malla fija. La validación con movimiento del pistón se detalla más adelante en el capítulo 5.

Esta validación se realiza mediante comparación con los resultados obtenidos con la teoría modal, descrita en el capítulo 2, en una cámara cilíndrica con uno y cinco autoencendidos a 1500 RPM y 25 % de carga.

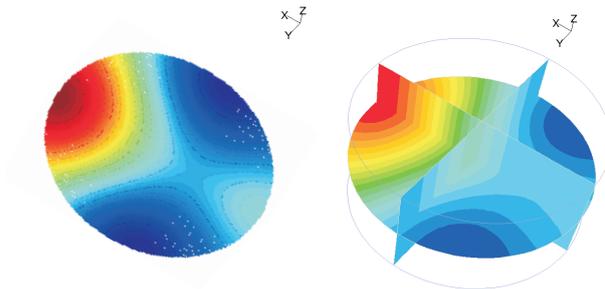


Figura 4.1: Patrones de oscilación obtenidos: con la teoría modal (izquierda) y con la aportación CFD (derecha) para 1 fuente de excitación

En las figuras 4.1 y 4.2 se muestran las comparaciones de los contornos del nivel de amplitud obtenidos con la teoría modal y con los cálculos CFD, obtenidos en el mismo instante en la cámara de combustión cilíndrica con uno y cinco autoencendidos desfasados. El desfase se estableció de manera a que el inicio de cada autoencendido

se produjera a la llegada de la onda de presión causada por la fuente vecina. La finalidad del desfase es poder garantizar que se simula mejor la realidad, donde los autoencendidos no se producen forzosamente en el mismo instante.

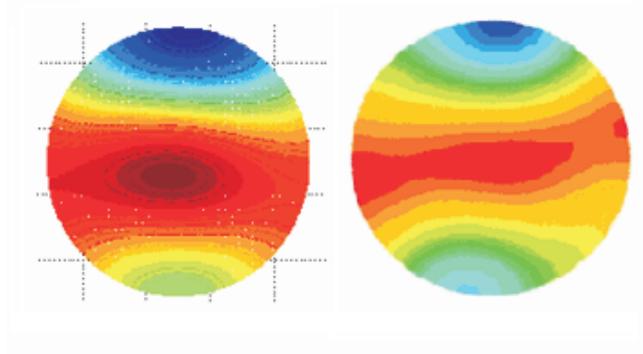


Figura 4.2: Patrones de oscilación obtenidos: con la teoría modal (izquierda) y con la aportación CFD (derecha) para 5 fuentes de excitación

La solución con la teoría modal ha sido calculada a partir de la ecuación 2.68, con: $\theta_0 = \pi$ y $r_0 = D/2$ que corresponde a la distribución de la presión en el plano transversal cuando se alcanzan los máximos valores en espacio y tiempo. Además, el modulo de la excitación $J_{mn}(k_{mn}r_0)/(J_{mn}(k_{mn}r))_{max}$ de acuerdo a su posición radial, es también máximo e igual a la unidad. La velocidad del sonido usada ha sido fijada de manera coherente con el cálculo CFD, es decir, consistente con la temperatura durante el inicio de combustión y de manera a predecir mejor la frecuencia de los modos de resonancia.

El campo de presiones de ambas figuras es muy similar, con los máximos y mínimos ubicados en la misma zona del bowl, debido a que la ubicación de los nodos (zona de máxima amplitud de cada modo de resonancia) y los antinodos (zona de mínima amplitud de cada modo de resonancia) son consistentes entre ambos métodos para una y cinco excitaciones. Sin embargo las amplitudes son diferentes porque la intensidad de la excitación, que sólo modularía el nivel de amplitud de los modos, no ha sido cuantificada de la misma forma en ambos métodos. En efecto, por una parte, en la teoría modal, la amplitud es una magnitud adimensional que varía de cero a uno. Por otro lado, en los cálculos CFD, la amplitud tiene una magnitud de presión.

En conclusión, se obtienen resultados CFD consistentes con la teoría modal y ello prueba que dan una descripción razonable del fenómeno de resonancia. Con esta validación se confirma la precisión de esta novedosa metodología, lo que permite su aplicación en los posteriores estudios a realizar en geometrías reales de cámaras de combustión.

4.4. Influencia del movimiento del aire

La combustión de un motor Diesel está determinada ante todo por la temperatura y la mezcla aire-combustible. El swirl y la turbulencia favorecen esta mezcla; ambos están determinados por el régimen de giro del motor, la interacción aire-chorro, y la configuración de los conductos de admisión [59].

Con la finalidad de estimar la influencia de las condiciones de velocidad tangencial y turbulencia en la resonancia, se realizan simulaciones CFD con una geometría tipo cilíndrica y con una fuente de excitación en diferentes condiciones de flujo. Cada nivel de velocidad tangencial y turbulencia, impuesto como dato inicial, está asociado a un determinado régimen de giro. La metodología CFD empleada se ha detallado en el capítulo anterior.

La estimación previa de las características del flujo se realiza al final de la carrera de compresión, a partir del coeficiente de torbellino (CT) y correlaciones encontradas por Gil [59], basadas en estudios experimentales y resultados de un estudio paramétrico mediante cálculos CFD con diferentes geometrías de motor.

$$CT_{PMS} = \frac{r_D^2 \cdot CT_{PMI}}{\beta_1 + \beta_2 \cdot r_D^2 \cdot CT_{PMI}}, \quad (4.5)$$

donde r_D representa la relación entre el diámetro del cilindro y el diámetro máximo del bowl, $\beta_1 = 1,1594$ y $\beta_2 = 0,1209$ de acuerdo a las correlaciones obtenidas entre los resultados CFD y los resultados experimentales [59]. El CT_{PMI} depende de la configuración geométrica de la culata del motor y es igual a 2.15 para la geometría del motor a simular. Con estos valores se obtiene un CT_{PMS} de 2.5.

Conocido el valor de CT_{PMS} y el régimen de giro (RPM), se obtiene el perfil medio de velocidad tangencial (V_t) en función del radio del bowl (r).

$$V_t = \frac{2 \cdot \Pi \cdot r \cdot RPM \cdot CT_{PMS}}{60}, \quad (4.6)$$

con $CT_{PMS} = \omega_a / \omega_M$. Donde ω_a es la velocidad angular del aire y ω_M la velocidad angular del motor.

Las características de turbulencia, definidas por la energía cinética turbulenta (k , ecuación 4.7) y por su disipación (ε , ecuación 4.8), se estiman empíricamente a partir del régimen de giro [59]:

$$k = 3,16 \frac{RPM^2}{1000^2} \quad (4.7)$$

$$\varepsilon = 1129,67 \frac{RPM^3}{1000^3} \quad (4.8)$$

Una vez determinadas las condiciones iniciales de flujo en el PMS, se realizan cálculos para cuatro condiciones de funcionamiento, que son elegidas dentro del rango habitual de funcionamiento de un motor Diesel ensayado en el banco experimental [129] [24, 189].

En la tabla 4.1 se muestran las condiciones de funcionamiento utilizadas en este estudio, con sus respectivas características de turbulencia (k y ε) y valores máximos de velocidad tangencial en el PMS.

RPM	V_t MAX. (m/s)	k (m^2/s^2)	ε (m^2/s^3)
1500	11.2	7.11	3812
2275	17.3	16.3	13301
3000	22.5	28.4	30501
4563	34.7	65.8	107325

Tabla 4.1: Valores de inicialización de la velocidad tangencial y turbulencia de los cálculos CFD, asociados a las condiciones de operación del motor, estimadas en el PMS

Los resultados obtenidos de este estudio, así como de los posteriores estudios paramétricos llevados a cabo en este capítulo, se comparan con el caso sin swirl, el cual se considera de referencia y cuyos resultados sirvieron para validar el método CFD en la sección anterior.

Tal y como se ha descrito en la metodología en la sección 4.2, la información de cada simulación se obtiene a partir de puntos de monitorización ubicados en el interior del bowl. Estos puntos están distribuidos en planos transversales cada 45° , repartidos de manera uniforme como se muestra en la figura 4.3.

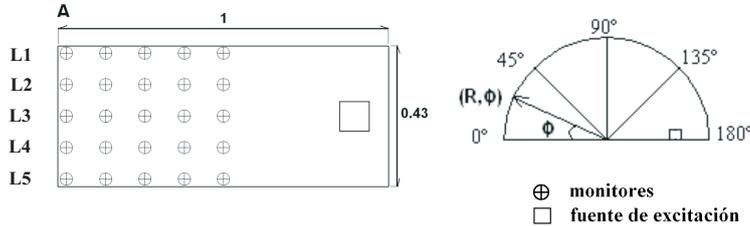


Figura 4.3: Geometría cilíndrica de la cámara de combustión, distribución de los monitores en el plano transversal 0° , con indicación de la fuente de excitación

Para comprender con más facilidad los resultados obtenidos, se debe conocer el comportamiento teórico de cada modo, el cual se describe a continuación. En la figura 4.4 se muestra un esquema del comportamiento de cada modo, indicando en una

sección transversal del bowl las zonas de máxima amplitud con un “+”, de mínima amplitud con un “-” y la línea neutral de cada modo. El primer modo alcanza niveles de amplitud máximos y mínimos en dos zonas cercanas a la pared. Ambas zonas están limitadas por una línea neutral recta sobre la que descansan los puntos antinodales o puntos donde la amplitud de oscilación es nula. El segundo modo alcanza niveles de amplitud máximos y mínimos en cuatro zonas, todas cercanas a la pared; estas zonas están limitadas por dos líneas neutrales rectas y perpendiculares entre sí. El tercer modo alcanza niveles de amplitud máximos y mínimos más en el centro del bowl que cerca de la pared, y su línea neutral es una circunferencia ubicada cerca de la pared del bowl.

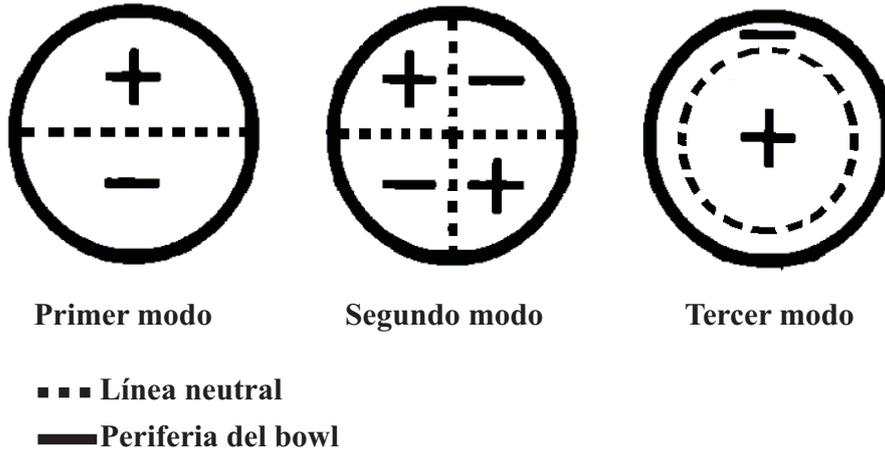


Figura 4.4: Comportamiento de los tres modos de oscilación

El análisis de resultados de los cálculos se realiza a partir de la respuesta en frecuencia, $ER(-)$ y temperatura, obtenidos del procesado de la información de cada monitor.

La frecuencia de los modos depende, además de la geometría, de la temperatura del gas en el interior de la cámara de combustión. A partir de la frecuencia natural de oscilación del modo transversal (m,n), descrita en la sección 2.5.2.1, se obtiene la ecuación 4.9, que permite estimar la variación temporal de la frecuencia δf asociada a cambios de temperatura del gas (T_1 con swirl y T_2 sin swirl).

$$\delta f = \left[1 - \sqrt{\frac{T_1}{T_2}} \right] * 100 \% \quad (4.9)$$

Es por tanto importante conocer la evolución temporal de la temperatura media en la cámara de combustión y ésta se obtiene del análisis CFD.

En la figura 4.5 se muestra la evolución temporal de la temperatura media, obtenida de los puntos de monitorización CFD para los puntos de operación del motor estudiado. La temperatura es bastante uniforme en toda la cámara. Se observa que las variaciones de régimen de giro provocan cambios en la temperatura media del gas en el interior de la cámara. Estos cambios se deben a la transmisión de calor, que se ve favorecida por el incremento de la velocidad tangencial (swirl) y turbulencia al aumentar la velocidad del motor. La temperatura es un parámetro importante, ya que provoca cambios en la frecuencia de oscilación de la resonancia.

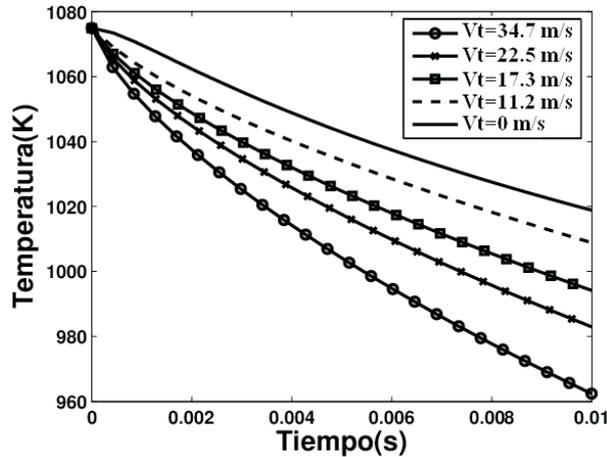


Figura 4.5: Evolución temporal de la temperatura en el interior del bowl para diferentes niveles de swirl

Como ejemplo, en la figura 4.6, se muestra la variación de la frecuencia en el tiempo del primer modo de oscilación, obtenida de la diferencia de temperatura entre los casos extremos sin swirl ($V_t = 0$ m/s) y con swirl ($V_t = 34,7$ m/s). La máxima variación de la frecuencia es de sólo 3%, y se alcanza al final del cálculo ($t = 10$ ms), instante en el que la diferencia de temperatura entre ambos casos es máxima (ver figura 4.5).

Se puede concluir que las variaciones de temperatura en el interior de la cámara, obtenidas para los distintos puntos de funcionamiento del motor, no son suficientes como para provocar variaciones significativas ($< 3\%$) en la frecuencia de los modos de oscilación. Estos resultados explican los resultados CFD representados en la figura 4.7, donde se muestra la respuesta en frecuencia de un punto equivalente a la posición del transductor experimental (a 9.5 mm del centro del bowl y a una profundidad de 2.1 mm) para los casos extremos sin swirl ($V_t = 0$ m/s) y con swirl ($V_t = 34,7$ m/s). Aunque al final de la simulación la diferencia de temperatura entre ambos casos alcanza los 60 K, ésta no provoca cambios significativos en las frecuencias de ninguno de los tres modos de oscilación registrados dentro de la banda de análisis (20 Hz - 20 kHz).

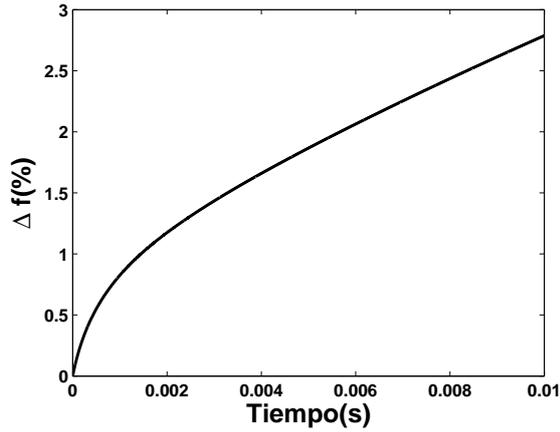


Figura 4.6: Variación de la frecuencia del primer modo de oscilación entre los casos: $V_t = 34,7$ m/s y $V_t = 0$ m/s

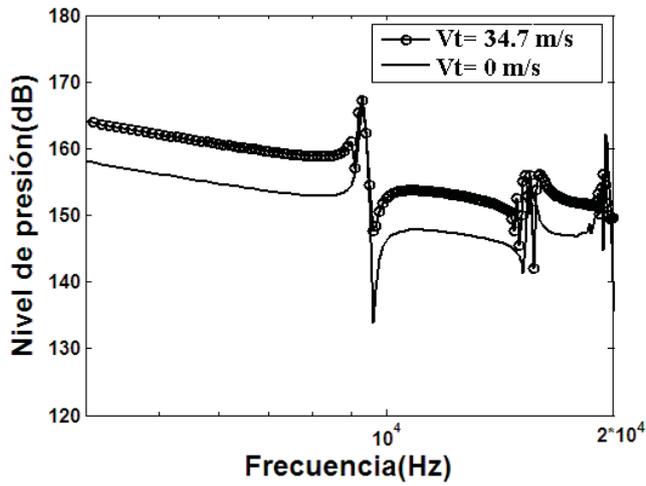


Figura 4.7: Respuesta en frecuencia de un monitor CFD ubicado en la posición del transductor de presión experimental, para diferentes condiciones de flujo en el interior del cilindro

El análisis de la amplitud de estos modos se representa a partir de la energía adimensional de la resonancia ($ER(-)$, ecuación 4.4), obtenida a partir de la presión temporal registrada por cada monitor. Debido a que los resultados que se muestran

a continuación son los mismos a distintas profundidades del bowl (L1, L2, etc.), sólo se presentan los resultados en la profundidad L3 donde se produce el autoencendido.

En la figura 4.8 se representa la influencia del régimen de giro en los niveles de $ER(-)$ en diferentes planos transversales del bowl (0° , 45° , 90° , 135° y 180°) y para cuatro posiciones radiales $R(-)$ (adimensionalizadas con el diámetro del bowl) del monitor. Globalmente, el aumento del régimen provoca un incremento del nivel de $ER(-)$ en casi toda la cámara de combustión como se puede observar en las figuras, a distintos radios y para los distintos planos.

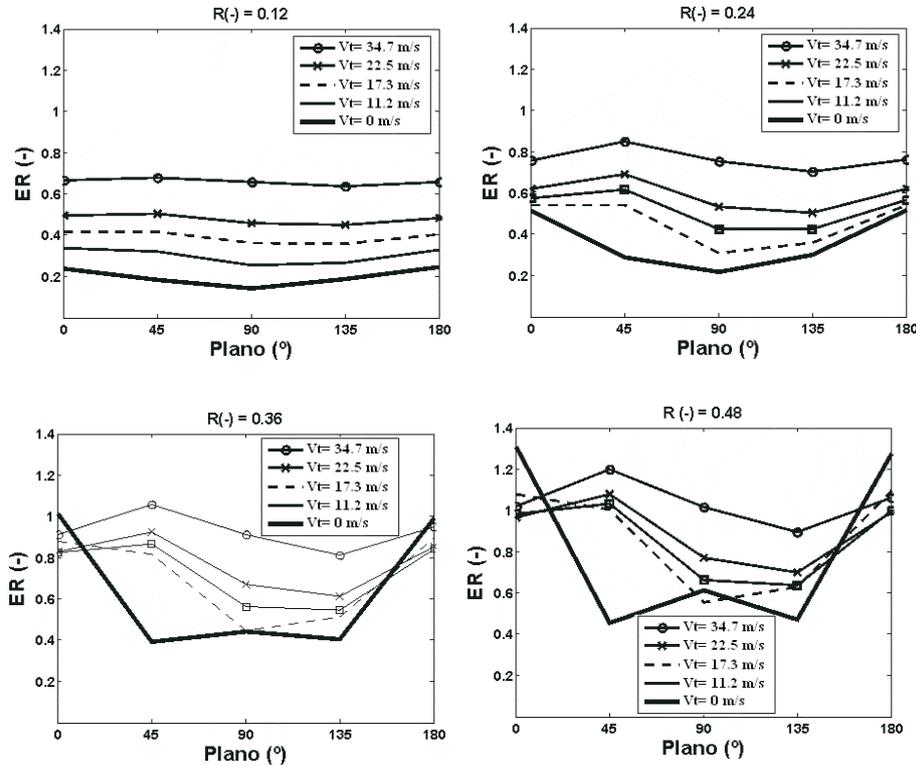


Figura 4.8: Influencia del swirl en la evolución de la $ER(-)$ en diferentes secciones transversales del bowl, para cuatro posiciones radiales $R(-)$ del monitor

También se observa que el nivel de $ER(-)$ va en aumento hacia la periferia: en $R(-) = 0,12$, cerca del centro, el nivel medio es siempre menor que en $R(-) = 0,48$, cerca de la pared, para todos los regímenes de giro, debido a que el nivel de amplitud de los 2 primeros modos, asimétricos, aumenta.

Además el nivel de $ER(-)$ es bastante uniforme en el centro del bowl, pero al alejarse del centro ($R(-) \geq 0,24$) el nivel de $ER(-)$ disminuye significativamente conforme el plano considerado está más lejos del plano de excitación (0°). En el plano

180°, el valor es el mismo que en 0°, puesto que se trata del mismo plano. En el caso sin swirl, el nivel de $ER(-)$ cerca de la pared es mucho mayor en los planos 0° y 180°, lo que se explica en la figura 4.9.

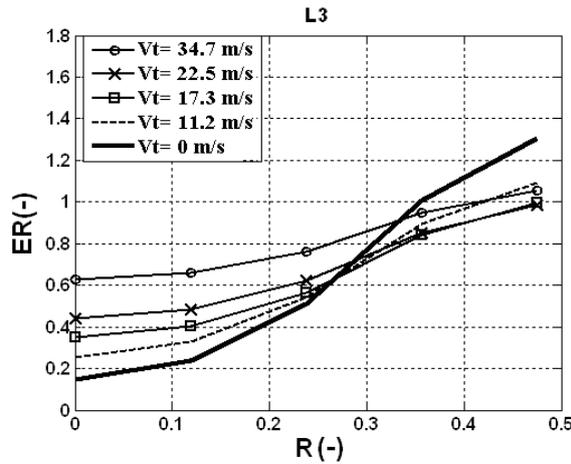


Figura 4.9: Evolución radial de la $ER(-)$ para distintas condiciones de funcionamiento

En la figura 4.9 se muestra el nivel de $ER(-)$ en función del radio adimensional $R(-)$. En general, el nivel de $ER(-)$ en un punto es el resultado de la suma de los tres modos de oscilación, definida por la temperatura del medio y la geometría analizada dentro del rango audible (20 Hz - 20 kHz). Por una parte, en todos los regímenes estudiados se observa un incremento de la $ER(-)$ con $R(-)$, debido a la influencia de los modos asimétricos, que se caracterizan por tener sus niveles máximos y mínimos de presión en la pared del bowl. Por otro lado, cuando el régimen de giro aumenta, las curvas de $ER(-)$ en función del radio se suavizan, ya que el nivel de $ER(-)$ en el centro del bowl aumenta. Esto se debe a que el swirl provoca un aumento de la amplitud del tercer modo, simétrico, que se caracteriza por tener sus niveles de oscilación máximos y mínimos en el centro del bowl. En la zona periférica de la cámara, la influencia del swirl es mínima sobre la $ER(-)$ y se igualan los niveles para todos los regímenes, debido a que el swirl no influye sobre la amplitud de los dos primeros modos. Sin embargo, la $ER(-)$ aumenta en la periferia cuando el swirl es nulo. Esta diferencia de amplitud entre los casos con y sin swirl se debe a que el swirl provoca un efecto amortiguador del tercer modo sobre los dos primeros modos de resonancia.

En la figura 4.10 se muestran las diferencias del nivel de $ER(-)$ entre los casos con $V_t = 34,7$ m/s y $V_t = 11,2$ m/s en función del radio adimensional $R(-)$. Estas diferencias se obtienen para cuatro instantes de la simulación (1 ms, 4 ms, 7 ms y 10 ms).

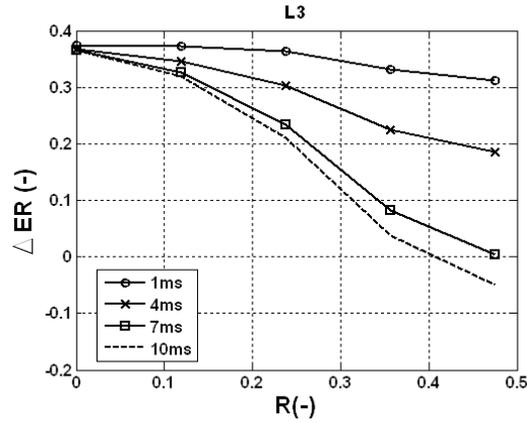


Figura 4.10: Diferencia de la $ER(-)$ entre los casos con $V_t = 34.7$ m/s y $V_t = 11.2$ m/s en función del radio adimensional $R(-)$, estimado para diferentes instantes de la simulación

Se observa que la variación del nivel de resonancia $\Delta ER(-)$ es mayor en el centro que cerca de la pared del bowl, debido al efecto del swirl sobre el tercer modo de oscilación, modo simétrico. Esta diferencia se repite a cualquier instante de la simulación, puesto que, independientemente del instante, el swirl provoca un incremento sistemático de la amplitud en el tercer modo. Sin embargo, el incremento de amplitud de los dos primeros modos se va reduciendo, hasta alcanzar variaciones mínimas, notándose en un aumento del nivel de amplitud en el centro con mínimas variaciones en la pared del bowl.

De los resultados obtenidos se puede concluir lo siguiente:

Por una parte, los cambios en las características de flujo (velocidad tangencial y turbulencia) en el interior del bowl, asociados a un determinado régimen de giro, no implican efectos sobre la frecuencia de los modos de oscilación, aunque sí efectos en la amplitud de estos modos.

Por otro lado, el análisis realizado en este tipo de cálculos es únicamente cualitativo, debido a que estas simulaciones no responden a situaciones completamente reales, básicamente porque no se simula la energía real liberada durante el autoencendido y no se tiene en cuenta el movimiento del pistón. Debido a que el nivel de swirl no afecta a la frecuencia de resonancia y que tampoco influye en el comportamiento global de la amplitud, es decir, amplitudes mínimas en el centro y máximas cerca de la pared del bowl, los estudios realizados en las secciones siguientes se harán para un swirl nulo, lo que permite reducir de forma sustancial el coste computacional.

4.5. Influencia de la geometría del bowl

En lo que se refiere a las cámaras de combustión de los motores Diesel de inyección directa, la culata es prácticamente plana, ya que los platos de las válvulas están enrasados con el plano de culata, así como la punta del inyector, por lo que el interés del estudio de la geometría de la cámara de combustión se centra en la forma y características de la cámara labrada del pistón (bowl).

Además, teniendo en cuenta que gran parte del proceso de combustión, que provoca las oscilaciones de presión en la cámara de combustión, ocurre cuando el pistón se encuentra en las cercanías del PMS, la forma del bowl es un aspecto decisivo en este proceso.

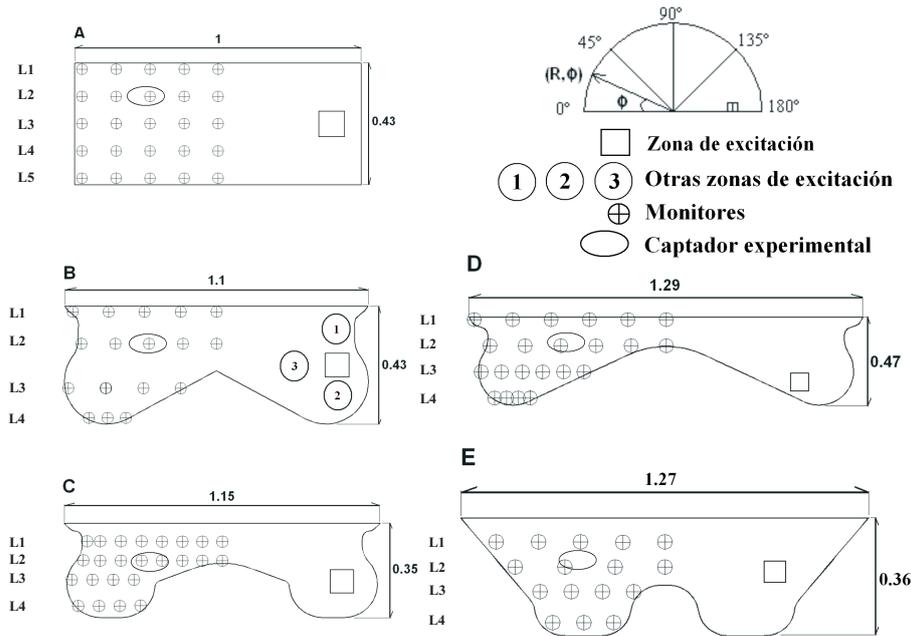


Figura 4.11: Geometrías de las cámaras de combustión estudiadas, distribución de los monitores en el plano 0° , con indicación de la fuente de excitación

Con la finalidad de estimar la influencia de la geometría del bowl en la resonancia, se realizan simulaciones CFD de cuatro bowls reales, mostrados en la figura 4.11. En la misma figura, se muestra además la ubicación de los puntos de monitorización, los puntos de autoencendido y las dimensiones, adimensionalizadas con el diámetro de la geometría cilíndrica, utilizados para cada geometría.

El dominio de cálculo está compuesto únicamente por la geometría 3D de la mitad del bowl, considerando un plano de simetría. Se cuida que la relación de com-

presión obtenida en cada geometría sea siempre la misma, y se simula bajo las mismas condiciones que la geometría cilíndrica de referencia “A”, es decir, a 1500 RPM y 25 % de carga.

4.5.1. Parámetros de las cámaras de combustión de los motores Diesel DI

Las características de una cámara de combustión labrada en el pistón de un motor Diesel de inyección directa vienen definidas por los parámetros que se enumeran y comentan a continuación:

Diámetro de la cámara de combustión (Db)

Las cámaras con diámetros grandes ($Db > 0,5$ Diámetro del cilindro) y poco profundas se denominan usualmente tranquilas. Debido al gran diámetro, el aumento de vorticidad durante la compresión es pequeño, con lo que para conseguir un grado de mezcla adecuado se recurre a inyectores con múltiples toberas y a presiones de inyección más elevadas que en las cámaras con diámetros más pequeños.

Relación de compresión (rc)

Es la relación entre el volumen del cilindro cuando el pistón se encuentra en el PMI y cuando se encuentra en el PMS. Este parámetro afecta al tiempo de retraso, y por tanto, influye sobre la formación de contaminantes y sobre el consumo específico. La selección de una relación de compresión adecuada supone un compromiso entre un bajo nivel de humos y un bajo nivel de NOx , aparte de la facilidad de arranque en frío y de un buen rendimiento.

Relación diámetro/profundidad (AR)

La relación de compresión está relacionada con el diámetro de la cámara de combustión mediante la profundidad de ésta, de forma que se pueda disponer de distintas relaciones diámetro/profundidad (Aspect Ratio en inglés, de ahí la abreviatura utilizada) que proporcionen la misma relación de compresión, o modificar la relación de compresión manteniendo invariable la relación diámetro/profundidad.

Factor de forma (K)

Se define este factor como la relación entre el volumen de la cámara de combustión labrada en el pistón frente al volumen total del cilindro cuando el pistón se encuentra en el PMS. Esta variable indica la proporción de aire contenida dentro de la cámara del pistón, dando idea de la cantidad de aire que los chorros de combustible podrían aprovechar.

Pese a que este parámetro sea cercano a la unidad, está limitado por problemas de índole mecánico como la interferencia entre la cabeza del pistón y las válvulas. Otra variable asociada a este parámetro es la altura libre del pistón, definida como la distancia mínima entre la cabeza del pistón y la culata; a menor altura libre, mayor factor de forma.

Inclinación de las paredes

La inclinación define el tipo de pared lateral que constituye la cámara del pistón. Las cámaras con paredes verticales (paralelas al eje del cilindro) son las más comunes. Sin embargo, existen soluciones constructivas con paredes re-entrantes en las que el fondo de la cámara de combustión tiene mayor diámetro que la entrada, con lo que, por un lado se consigue que el chorro de combustible tarde más tiempo en chocar con las paredes laterales, y por otro lado se obtiene un elevado *squish*, debido al pequeño diámetro de entrada a la cámara de combustión.

Forma del fondo de la cámara de combustión

Mediante la utilización de fondos no planos en la cámara de combustión se pretende anular o reducir las zonas de la cámara donde la tasa de mezcla es muy baja. Además, dados un diámetro, una profundidad máxima, una altura libre y una relación de compresión, se puede imponer un determinado volumen de la cámara mediante la forma del fondo de ésta. No es un parámetro cuantificable, por lo que se considera solamente su aspecto cualitativo, siendo los más comunes el fondo plano (cámara en forma de bañera) y el fondo puntiagudo (cámaras toroidales).

4.5.2. Características de las cámaras de combustión estudiadas

Para este estudio se utilizan cinco geometrías diferentes, que en adelante llamaremos cámaras: “A”, “B”, “C”, “D” y “E”, tal y como se ha mostrado en la figura 4.11. Todas estas cámaras de combustión están centradas en el eje del cilindro y sus cotas están adimensionalizadas con el diámetro de la geometría cilíndrica. La cámara “B” es del tipo toroidal con una relación diámetro/profundidad pequeña. La cámara “C” tiene las paredes ligeramente re-entrantes, con un diámetro máximo similar al diámetro máximo de la cámara “B”. La cámara “D” es del tipo toroidal, de las denominadas tranquilas, debido a su elevada relación diámetro/profundidad (AR). La cámara “E” tiene las paredes fuertemente re-entrantes, con un diámetro máximo elevado y similar al diámetro máximo del pistón “D”.

4.5.3. Características de los cálculos realizados

La elección de los distintos modelos y parámetros de cálculo utilizados, así como la aplicación de las condiciones iniciales y de contorno, han sido detallados en el capítulo 3. Por ello, en la tabla 4.2, sólo se muestra un resumen de éstos, válido para todas las geometrías estudiadas.

En la figura 4.12, se muestran los patrones de oscilación de la presión en las geometrías estudiadas mediante las simulaciones CFD. La figura se ha obtenido en un plano transversal a la mitad del bowl y en el mismo instante para las cuatro geometrías, es decir, cuando se ha alcanzado la situación estacionaria. En este instante aparecen hasta dos nodos de presión máximos en todas las geometrías, dos mínimos en las geometrías “C” y “E” y un nodo mínimo en las geometrías “A”, “B” y “D”, todos en las cercanías de la pared para las cinco geometrías. Aunque la ubicación de

estos nodos cambia, dependiendo de la geometría del bowl y del instante en que son registrados, las diferencias en los patrones de oscilación indican la influencia geométrica del bowl sobre el comportamiento de los modos de resonancia. Para determinar con más exactitud dicha influencia se debe analizar el comportamiento de cada modo, en frecuencia y en amplitud, tal y como se verá a continuación.

CARACTERÍSTICAS GENERALES		
Modelo de solución	ACOPLADO	
Esquema diferencial	2 nd UPWIND	
Mod.turbulencia	$\kappa - \varepsilon$	
Régimen de giro	1500 <i>RPM</i>	
Interv.cálculo	10 <i>ms</i>	
Paso temporal	$2,2e - 7$ <i>s</i>	
CONDICIONES INICIALES - PMS		
$P = 124000$ <i>Pa</i>	$T = 375$ <i>K</i>	$\kappa = 7,11, \varepsilon = 3813$
CONDICIONES DE CONTORNO - PAREDES		
$T_{bowl} = 417$ <i>K</i>	$T_{cilindro} = 361$ <i>K</i>	$T_{culata} = 414$ <i>K</i>

Tabla 4.2: Características de los cálculos

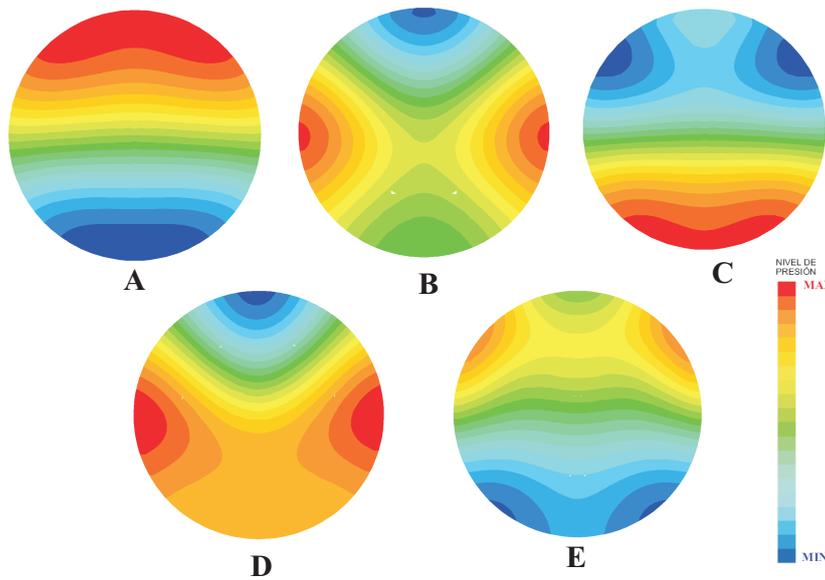


Figura 4.12: Patrones de oscilación en un plano transversal a la mitad del bowl para las cinco geometrías simuladas con CFD con una sola excitación

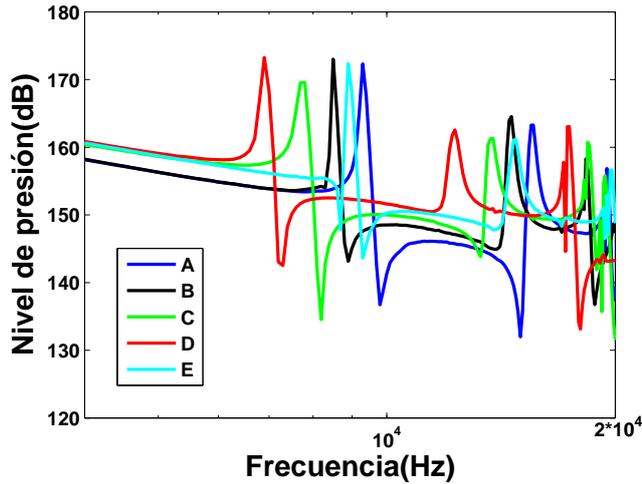


Figura 4.13: Respuesta en frecuencia en un monitor ubicado en una posición equivalente a la posición del captador experimental, para las cinco geometrías estudiadas

El análisis de los modos de resonancia se hace a partir de la figura 4.13, donde se representan las respuestas en frecuencia obtenidas en un punto equivalente a la ubicación del captador experimental para cada una de las geometrías estudiadas. Se pueden distinguir, dentro del rango de frecuencia de estudio, tres modos de oscilación para cada geometría. Consistentemente con la teoría modal, la frecuencia de los modos disminuye con el aumento del diámetro característico del bowl, que para el caso de las geometrías reales (no cilíndricas) se ha asumido similar al diámetro máximo, a excepción de la geometría “E”, que se comporta de forma distinta, tal como se explicará más adelante. En efecto, la teoría modal está basada en la solución de la ecuación de ondas tridimensionales, de cuya simplificación es posible obtener la frecuencia de los modos de oscilación, válida únicamente para geometrías cilíndricas (ecuación 4.10).

$$f_{mn} = \frac{\alpha_{mn}c_0}{\pi D}, \quad (4.10)$$

donde α_{mn} son los coeficientes de Bessel, D es el diámetro característico correspondiente al diámetro del cilindro y c_0 es la velocidad del sonido estimada a partir de $\sqrt{\gamma RT}$, donde el fluido es considerado como gas perfecto con un coeficiente adiabático $\gamma = 1,4$, una constante de los gases $R = 287 \text{ J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$ y una temperatura del medio T .

Para analizar más en detalle el comportamiento de la frecuencia de los modos de resonancia, en la figura 4.14, se muestra la evolución de la frecuencia de los tres

modos en función del diámetro máximo adimensional “ $D_{max}(-)$ ” (adimensionalizado con el diámetro de la geometría cilíndrica), calculados con CFD y estimados mediante la teoría modal (TM).

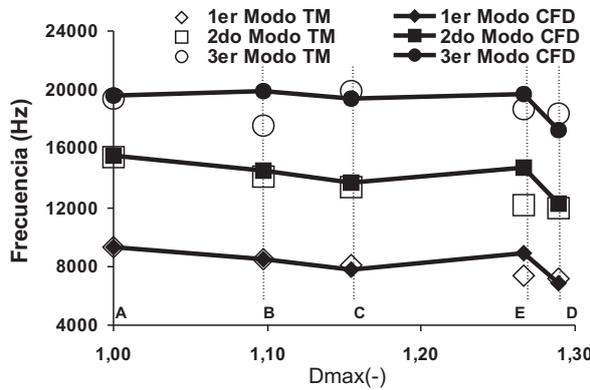


Figura 4.14: Frecuencia de los tres modos en función del diámetro máximo adimensional de cada geometría, calculados mediante la técnica de CFD y estimados mediante la teoría modal (TM)

Coherentemente, la frecuencia de los modos de la geometría cilíndrica “A”, estimada mediante la teoría modal, es la misma que la frecuencia calculada mediante los cálculos CFD. Sin embargo la estimación para las demás geometrías (no cilíndricas), admite un error, no tan considerable en las geometrías “B” (excepto en el tercer modo), “C”, “D”, pero en la geometría “E” este error se intensifica en todos los modos, alcanzando hasta el 20% en su segundo modo. Esta observación está asociada al error de asumir como diámetro característico el diámetro máximo en una geometría (“E”) donde, además de no ser cilíndrica, tiene la mayor diferencia entre sus diámetros máximo y mínimo respecto a las demás geometrías.

Con la finalidad de encontrar un diámetro que caracterice las geometrías no cilíndricas, se han probado muchos métodos, de los cuales resulta de interés mencionar uno de ellos por su mejor aproximación.

El método consiste en estimar el diámetro de un cilindro imaginario cuyo volumen es equivalente al volumen del bowl a caracterizar. Para ello se divide la geometría en dos zonas, una primera correspondiente al volumen de la periferia que describe los cambios de diámetro del bowl (ver figura 4.15), y una segunda zona central que ocupa el resto del volumen del bowl. El siguiente paso consiste en determinar la altura H del cilindro imaginario, utilizando como datos el volumen y el diámetro de la zona central del bowl. Finalmente, una vez determinada la altura del cilindro, se recalcula el diámetro D_c con el volumen total del bowl. Este diámetro se considera como diámetro característico del bowl y $D_c(-)$ es el diámetro adimensionalizado con el diámetro

de la cámara cilíndrica. En la tabla 4.3, se muestran los valores de los diámetros característicos del bowl adimensionales, obtenidas para cada geometría con ambos métodos.

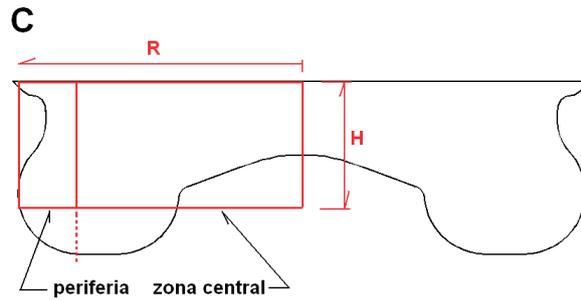


Figura 4.15: Geometría “C” con detalle del cilindro imaginario para la estimación del diámetro característico

Geometría	$D_{max}(-)$	$D_c(-)$
A	1.00	1.00
B	1.10	1.05
C	1.15	1.07
D	1.29	1.25
E	1.27	1.11

Tabla 4.3: Valores de $D_{max}(-)$ y $D_c(-)$ obtenidos para cada geometría

Los resultados obtenidos con este método son mostrados en la figura 4.16, donde se representa la frecuencia de los tres modos en función del diámetro $D_c(-)$.

A diferencia del primer análisis, la estimación de la frecuencia de los dos primeros modos estimados con el diámetro característico $D_c(-)$ es bastante mejor en la geometría “E”. En las demás geometrías abiertas (“B”, “C” y “D”) no es tan buena, pero aceptable. Sin embargo, la frecuencia del tercer modo admite mayores diferencias en todas las geometrías abiertas.

En ambos análisis se obtienen buenos resultados con la estimación de los tres modos de resonancia en la geometría “A”.

Se concluye por tanto, que para estimar con un mínimo error la frecuencia de los modos de resonancia de cualquier geometría mediante la teoría modal, se debe considerar como diámetro característico el diámetro $D_c(-)$ para los dos primeros modos, y el diámetro máximo $D_{max}(-)$ para el tercer modo de resonancia.

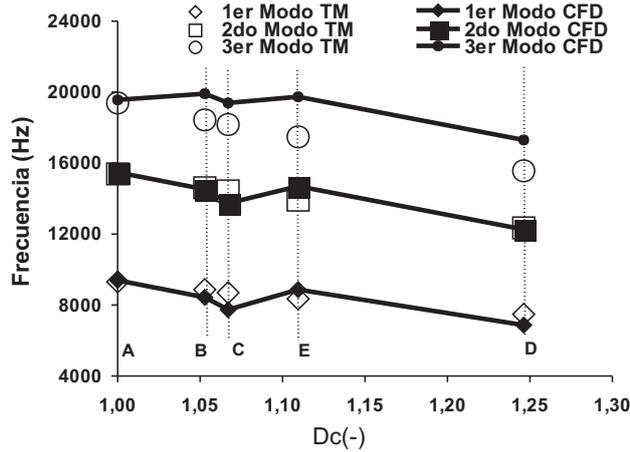


Figura 4.16: Frecuencia de los tres modos en función del diámetro característico adimensional $Dc(-)$ de cada geometría, calculados mediante la técnica CFD y estimados mediante la teoría modal (TM)

La amplitud de estos modos, representada a partir de la energía de resonancia adimensional $ER(-)$ de cada captador en el plano opuesto a la excitación (plano 0°), se muestra en la figura 4.17 en función del radio $R(-)$ adimensionalizado con el radio de la cámara cilíndrica.

Por una parte, en las cinco geometrías y en todas las profundidades (L1, L2, ...), el nivel de $ER(-)$ se incrementa con el radio; debido a que los dos primeros modos tienen amplitudes máximas cerca de la pared y mínimas en el centro, mientras que la amplitud del tercer modo es máxima en el centro y mínima en la pared. El nivel de presión (dentro del rango de frecuencia de estudio) obtenido de cualquier monitor dentro del bowl es equivalente a la suma de los tres primeros modos, lo que significa que cerca de la pared la suma de las amplitudes de los dos primeros modos es mayor que la del tercero.

Por otro lado, a partir de las relaciones geométricas mostradas en la tabla 4.4, se puede observar que los niveles de $ER(-)$ en el centro del bowl de todas las geometrías están asociados con la relación entre la profundidad máxima y mínima ($h(-)/H_{min}(-)$); cualitativamente cuanto mayor es esta relación, mayor es el nivel de $ER(-)$ en el centro del bowl, en la mayoría de geometrías. Cerca de la pared, los niveles de $ER(-)$ parecen estar influenciados por la relación entre el diámetro característico y la profundidad del bowl ($Dc(-)/h(-)$); a mayor relación, mayor nivel de $ER(-)$ cerca de la pared; excepto en la geometría “E”, donde los niveles de $ER(-)$ cerca de la pared aparecen reducidos. Esto se debe a que la forma tan re-entrante de esta geometría provoca, en el caso del tercer modo, una amplificación de su amplitud y/o

una reducción de la amplitud de los dos primeros modos.

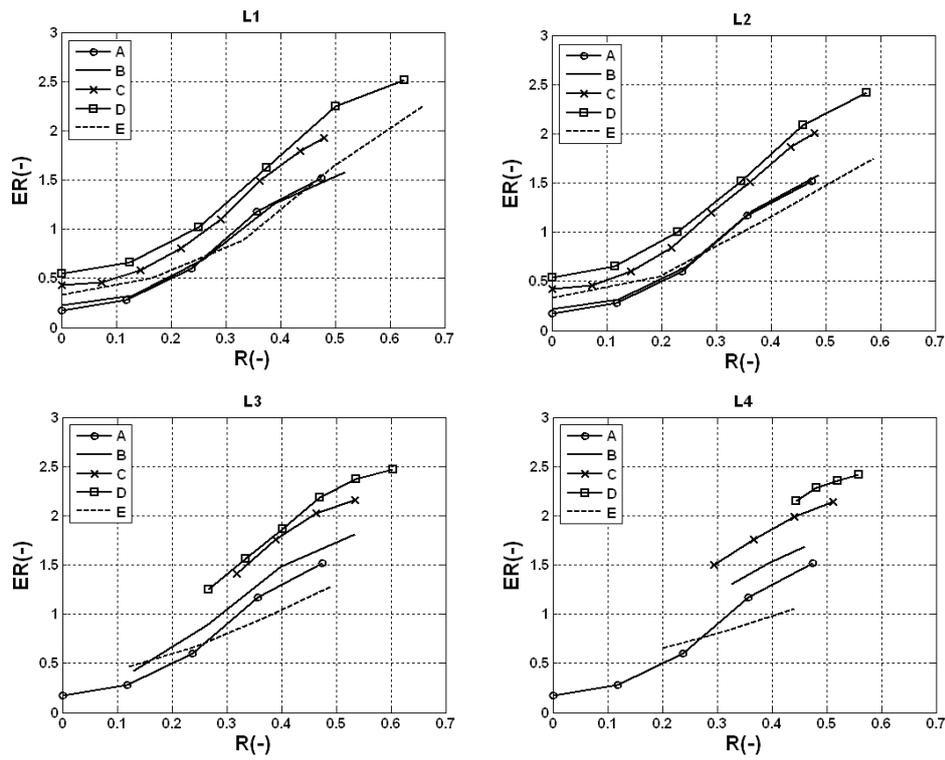


Figura 4.17: Comparación de la evolución radial de la $ER(-)$ en el plano 0° entre las cinco geometrías de bowl estudiadas, a diferentes profundidades

Geometría	$Dc(-)$	$h(-)$	$Hmin(-)$	$h(-)/hmin(-)$	$Dc(-)/h(-)$
A	1.00	0.43	0.43	1.00	2.33
B	1.05	0.43	0.24	1.79	2.44
C	1.07	0.35	0.16	2.19	3.06
D	1.25	0.29	0.10	2.90	4.44
E	1.11	0.36	0.20	1.80	3.08

Tabla 4.4: Relaciones geométricas de las cámaras de combustión estudiadas

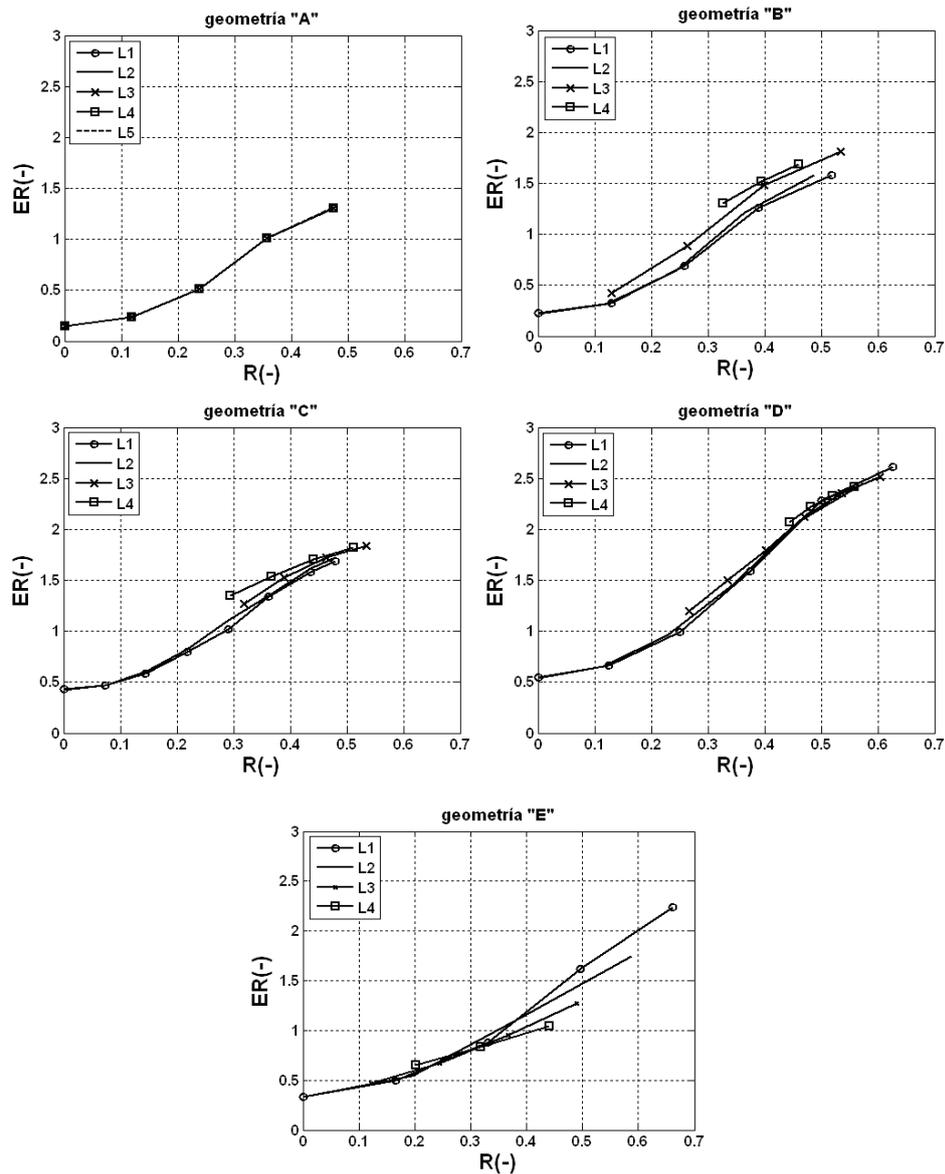


Figura 4.18: Evolución radial de la $ER(-)$ de monitores ubicados en el plano 0° a diferentes profundidades del bowl, para cada geometría de bowl

Además se observa la poca influencia de ubicar el captador a distintas profundidades del bowl sobre la $ER(-)$, tal y como se muestra en la figura 4.18. Las pequeñas diferencias observadas están asociadas a la forma geométrica del bowl. En

efecto, cambios bruscos en la forma periférica del bowl provocan mayores diferencias entre captadores adyacentes a la pared a distinta profundidad. Por ejemplo los monitores ubicados a distinta profundidad registran niveles de $ER(-)$ muy similares en las geometrías “A” y “D”, debido a que los cambios en la forma del bowl tanto en su zona central como en su periferia no ofrecen variaciones diametrales (geometría “A”) o tienen variaciones diametrales más suaves (geometría “D”) que en las demás geometrías.

En la figura 4.19 se muestran los niveles de $ER(-)$ máxima obtenida de cada geometría con su respectivo diámetro máximo y diámetro característico. No se observa una clara tendencia con el diámetro característico. Sin embargo, en la mayoría de las geometrías se observa una clara tendencia del nivel de $ER(-)$ con el $D_{max}(-)$, a excepción de la geometría “E”, donde sus diámetros máximo y mínimo son muy diferentes y asumir en esta geometría el diámetro máximo como diámetro característico supone mayor error que en las demás geometrías.

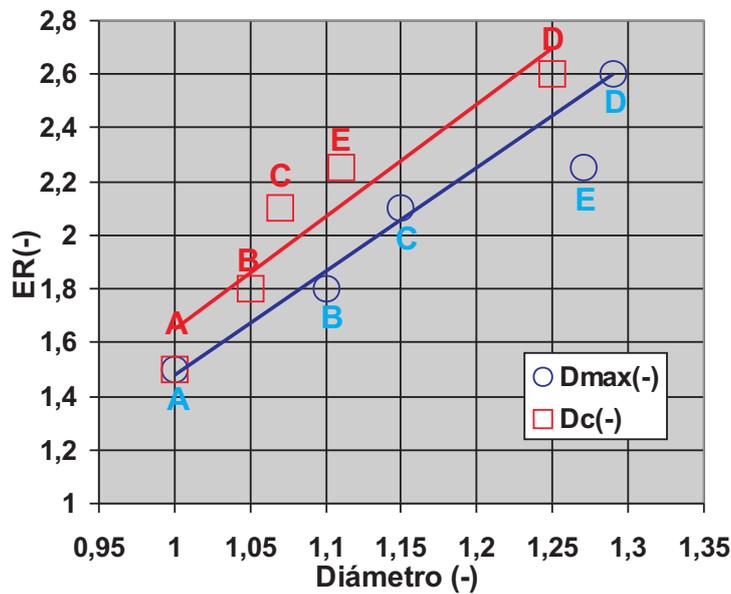


Figura 4.19: Influencia del diámetro máximo y diámetro característico sobre la $ER(-)$ máxima

Sin embargo, en todas las geometrías estudiadas el nivel de $ER(-)$ aumenta con el diámetro $D_{max}(-)$. Se determina que un aumento del 25% del $D_{max}(-)$ del bowl provoca un incremento del 73% en los niveles de $ER(-)$.

En conclusión, aumentar el diámetro reduce la frecuencia de los modos de oscilación y aumenta el nivel de $ER(-)$. Esto refleja que una disminución de la relación

de compresión a partir del aumento del diámetro máximo del bowl provocaría niveles de $ER(-)$ más elevados porque el contenido energético en la geometría aumentaría, lo que conllevaría a un empeoramiento de la calidad acústica del motor. Una idea podría ser dividir el diámetro característico en dos, reduciendo la profundidad de la parte central del bowl, con la finalidad de llevar los picos de resonancia a frecuencias más elevadas.

4.6. Influencia de la temperatura del aire encerrado

La temperatura del gas en el interior del cilindro, como ya se ha mencionado, influye en la velocidad de las ondas de presión, y por tanto en la frecuencia de oscilación de los modos, lo que además podría influir en la energía de resonancia. Además, las diferencias de temperatura entre el aire y la pared provocan variaciones locales de temperatura debido a la transmisión de calor, sobre todo cerca de la pared, lugar donde se producen los mayores niveles de resonancia.

En un motor Diesel, la variación de la temperatura del gas en el interior de la cámara de combustión se produce por distintos factores como el proceso de compresión, las condiciones de operación, carga y la combustión del motor. El proceso de combustión es uno de los factores más importantes, ya que es durante este periodo cuando se producen los mayores gradientes de temperatura y se registran las mayores amplitudes de resonancia.

Experimentalmente resulta difícil de controlar la ubicación e intensidad del autoencendido, causantes de los gradientes locales de presión y temperatura que dan origen a la resonancia, debido a su elevada sensibilidad a numerosos factores como: las características de la mezcla aire-combustible, condiciones de temperatura, condiciones de inyección, turbulencia, tiempo de retraso, etc. [170].

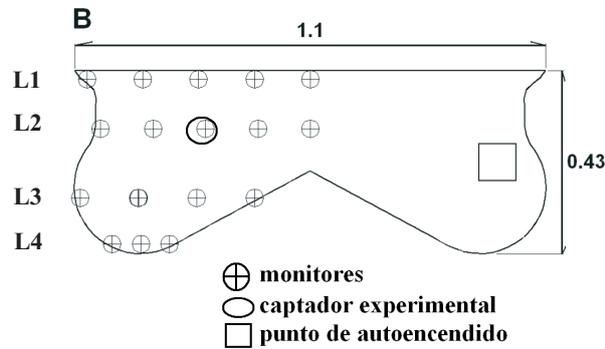


Figura 4.20: Geometría “B” con detalle de la ubicación de los puntos de monitorización CFD, punto de monitorización experimental y punto de autoencendido

El método CFD permite realizar variaciones en las condiciones de temperatura del gas, llevando al mismo tiempo el control de la intensidad y ubicación del autoencendido.

Por ello, mediante CFD, se analiza la influencia de la temperatura del aire sobre el comportamiento de los modos de oscilación, tanto en frecuencia como en amplitud, manteniendo constante la intensidad y la ubicación del autoencendido en cada caso. Los cálculos se llevan a cabo en la geometría re-entrante “B”, tal como se detalla en la figura 4.20, e incluyen los casos con cuatro niveles de temperatura, como se muestra en la tabla 4.5.

PRESIÓN (BAR)		TEMPERATURA (K)	
Cámara	Autoencendido	Cámara	Autoencendido
53	89	680	998
53	89	780	1216
53	89	840	1310
53	89	1073	1673

Tabla 4.5: Variación de la temperatura del aire en el interior del bowl, usada en el estudio paramétrico CFD

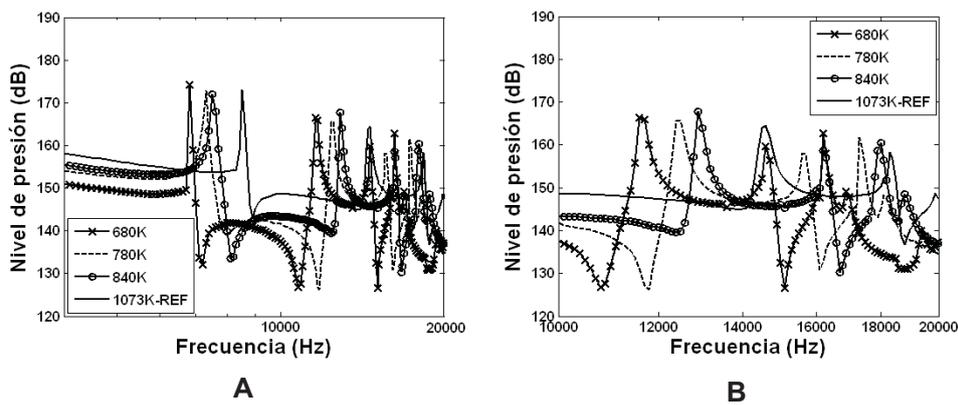


Figura 4.21: Respuesta en frecuencia para las diferentes temperaturas de aire en el interior del bowl (A) y su respectivo zoom (B)

Los resultados CFD obtenidos se muestran a continuación.

Por una parte, en la figura 4.21 se muestra la respuesta en frecuencia obtenida de un monitor ubicado en la misma posición que el transductor experimental, para diferentes temperaturas del aire en el interior del bowl. Se pueden distinguir para todos los casos hasta tres modos de oscilación. Consistentemente con la teoría modal,

la frecuencia de los modos de oscilación disminuye linealmente con la temperatura del medio, tal y como se muestra en la figura 4.22, donde se compara la frecuencia de los tres modos obtenidos con el método CFD y aproximados con la teoría modal a partir de la ecuación 4.10, descrita en el capítulo anterior. Con ambos métodos se obtienen resultados similares. Además, el aumento de temperatura provoca un aumento del nivel de presión espectral.

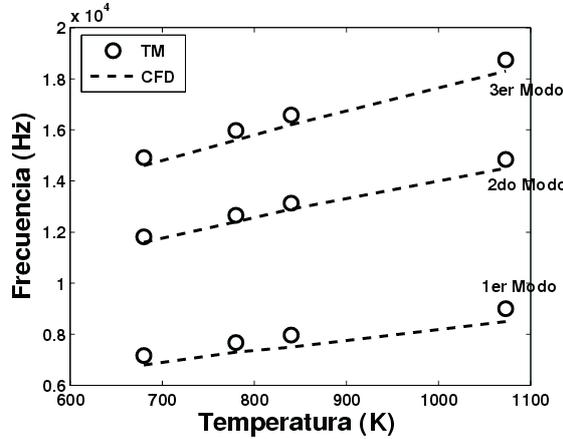


Figura 4.22: Frecuencia de los modos de resonancia a diferentes temperaturas, estimados con la Teoría Modal (TM) y calculados mediante CFD

Una representación de la amplitud de estos modos es la que se obtiene a partir de la energía de resonancia adimensional $ER(-)$ de cada captador, mostrada en la figura 4.23, en función del radio adimensional $R(-)$ para diferentes niveles de temperatura. En todos los casos, el nivel de $ER(-)$ se incrementa con el radio, debido al incremento de la amplitud de los dos primeros modos cerca de la pared.

En general se observa poca influencia de la temperatura en cámara sobre los niveles de $ER(-)$, debido a que la $ER(-)$ está directamente asociada con la diferencia de presión entre la excitación y el medio local donde se desarrolla y ambas presiones se han mantenido constantes en estos cálculos (ver tabla 4.5). A mayor diferencia de presiones, mayor amplitud de oscilación y, consecuentemente, mayor nivel de ER . Para temperaturas más elevadas como el caso de referencia (1073 K), se aprecia un ligero aumento de la $ER(-)$ en el centro del bowl, debido a que el nivel de amplitud espectral del tercer modo de resonancia aumenta ligeramente con el aumento de la temperatura.

En todas las profundidades del bowl (L1, L2...) los niveles de $ER(-)$ conservan la misma tendencia. Entre las profundidades L3 y L4 los niveles de $ER(-)$ son similares; pero estos niveles son ligeramente menores que los obtenidos en las profundidades L3 y L4, sobre todo cerca de la pared del bowl. Esto se debe probablemente al aumento del nivel de amplitud del primer y segundo modo dentro de la zona re-entrante

del bowl.

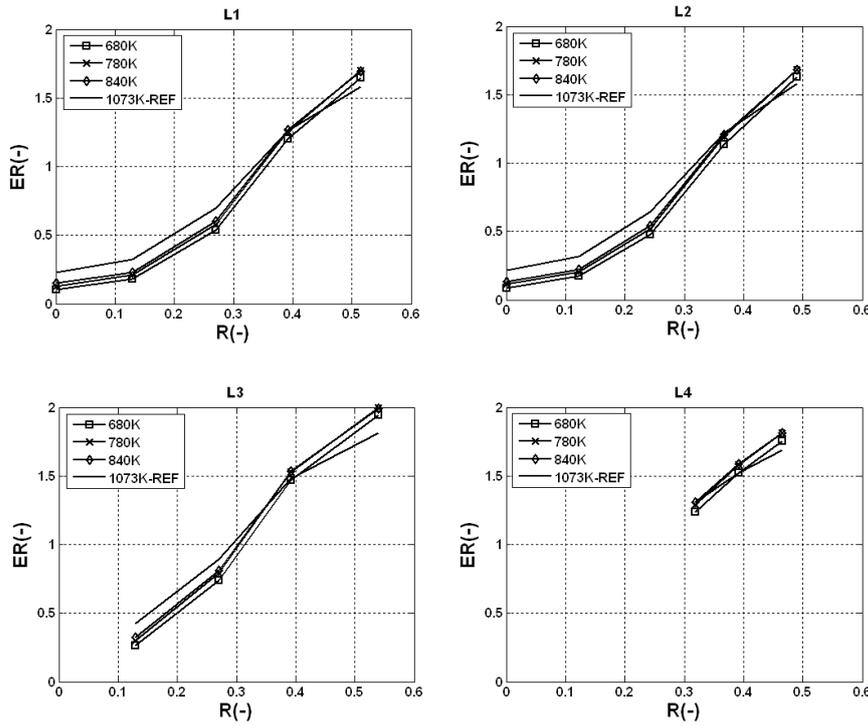


Figura 4.23: Evolución radial de la energía de resonancia adimensional en el plano 0° para diferentes temperaturas de aire, para monitores ubicados a distintas profundidades

Visto los resultados obtenidos de este estudio, se puede concluir que los cambios de temperatura del aire influyen de manera significativa en la frecuencia de los modos de resonancia, pero influyen poco en el nivel $ER(-)$.

4.7. Influencia de las condiciones de la excitación

En esta sección se realiza un estudio de sensibilidad de la $ER(-)$ a cambios en las condiciones de la excitación. Este estudio incluye un estudio paramétrico donde se varia la ubicación, el número, el tamaño y la intensidad de la excitación.

4.7.1. Ubicación de la excitación

Como la geometría real del bowl es irregular, ya que el diámetro y la altura no son constantes, la ubicación de la zona de encendido podría afectar las frecuencias de los modos de oscilación. Para determinar el grado de influencia de la posición de la excitación y comprobar que las conclusiones obtenidas en las secciones anteriores, como en las siguientes, no dependen de la posición elegida para el autoencendido, se realizan simulaciones con tres posiciones de autoencendido.

Las simulaciones se llevan a cabo en una cámara re-entrante “B”, debido a que su geometría presenta una gran profundidad y un radio alto, lo que hace posible mayores variaciones en la posición del autoencendido.

Los autoencendidos se ubican a diferentes radios y profundidades del bowl, que se denominan “otros puntos de autoencendido” en la figura 4.24. Las posiciones 1 y 2 están localizadas en el mismo plano longitudinal que la excitación de referencia, a 3.5 mm por encima y 3.5 mm por debajo respectivamente de aquella zona de referencia. El punto 3 está situado en el mismo plano transversal que la excitación de referencia, radialmente cerca del centro del bowl ($r=3.5$ mm).

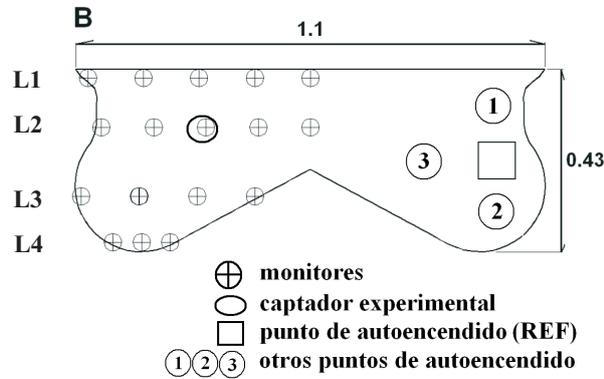


Figura 4.24: Geometría “B” con detalle de la ubicación de los puntos de monitorización CFD, punto de monitorización experimental, punto de autoencendido de referencia y otros puntos de autoencendido

Los resultados representados en respuesta en frecuencia se muestran en la figura 4.25, correspondientes a un monitor ubicado en el mismo lugar que el captador experimental. Se observa que la posición de la zona de encendido no influye en las frecuencias de los modos. Esto es de esperar, ya que la frecuencia sólo depende de la velocidad del sonido (fijada por la temperatura) y la geometría de la cámara.

Sin embargo, las amplitudes de los picos varían según la proximidad de la zona de excitación a un nodo de alguno de los tres modos relevantes. Esto puede apreciarse

en la figura 4.26, donde se representan los niveles máximos y mínimos de $ER(-)$ para todas las posiciones de excitación estudiadas.

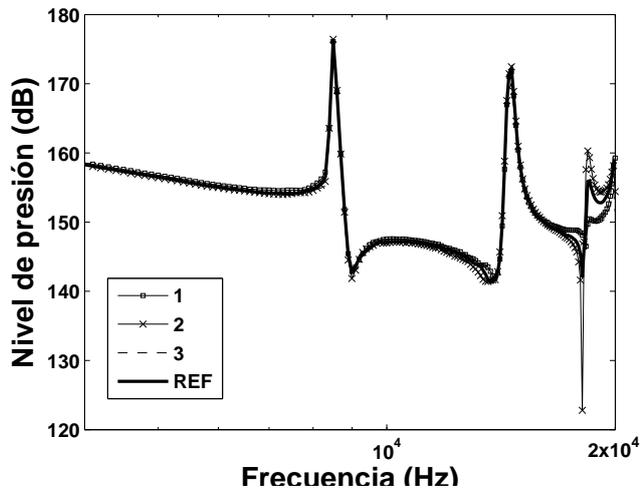


Figura 4.25: Respuesta en frecuencia para diferentes ubicaciones de autoencendido

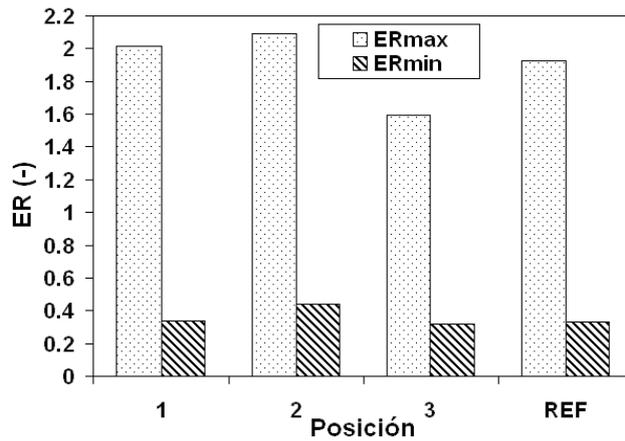


Figura 4.26: Energía de resonancia adimensional máxima y mínima para diferentes posiciones de autoencendido

Se observa que las posiciones 1, 2 y REF tienen niveles de $ER(-)$ similares. Además, con estas posiciones cercanas a la pared, se obtienen los niveles más elevados

de $ER(-)$, debido a su proximidad a un nodo (punto de máxima amplitud) de los modos asimétricos, ya que estos modos tienen sus nodos en la periferia del bowl. Aunque el modo simétrico se reduce en estas posiciones debido a que su antinodo (punto de amplitud nula) está ubicado cerca de la pared del bowl, el nivel de $ER(-)$ aumenta ya que el contenido energético de los modos asimétricos es en suma mayor que el modo simétrico.

Sin embargo, un autoencendido ubicado a un radio menor (posición 3) reduce los niveles de $ER(-)$, debido a la proximidad del autoencendido a los antinodos del modo asimétrico ubicado en el centro del bowl. Aunque la amplitud del modo simétrico aumenta en el centro del bowl, el nivel de $ER(-)$ disminuye respecto al autoencendido ubicado cerca de la pared.

En conclusión, aunque la frecuencia no depende de la posición del autoencendido, los niveles de amplitud sí dependen de esta posición. Se obtienen niveles máximos de $ER(-)$ cuando el autoencendido se sitúa cerca de la pared. Por una parte, con una reducción de la posición radial del autoencendido del 30% (entre las posiciones 2 y 3) se obtienen una reducción de hasta el 40% en la $ER(-)_{min}$ y 30% en la $ER(-)_{max}$, mejorando con ello la calidad acústica del motor. Por otra parte, cuando se varía la profundidad de la excitación se obtienen variaciones menos significativas de $ER(-)$. Posiciones del autoencendido más profundas tienden a incrementar ligeramente la $ER(-)$.

4.7.2. Número de excitaciones

En esta sección se analiza la influencia del número de zonas de autoencendido sobre el comportamiento acústico de la cámara de combustión. Los cálculos se llevan a cabo en la misma geometría re-entrante “B” que en el estudio previo, e incluyen los casos con: uno, dos y cinco zonas de autoencendido, como se muestra en la figura 4.27. Este último, corresponde a un caso más realista, de un inyector de cinco toberas, con cinco puntos de autoencendido desfasados. El desfase de los autoencendidos, tanto para el caso de dos como él de cinco zonas de autoencendido, se estableció de tal manera que cada zona de autoencendido se excite justo antes que llegue la onda de presión causada por el autoencendido vecino.

En la figura 4.28 se muestra la respuesta en frecuencia de los tres casos estudiados, correspondiente a un monitor ubicado en el mismo lugar que el captador experimental. No se observan variaciones en la frecuencia de los modos de resonancia. Sin embargo, existen importantes diferencias en el nivel de amplitud, tal y como se observa en la figura 4.29, donde se muestra el nivel de $ER(-)$ máximo y mínimo, adimensionalizado en cada caso con el número de excitaciones. El más alto nivel de $ER(-)$ corresponde al caso con un solo autoencendido. Estos resultados también reflejan que el nivel máximo de $ER(-)$ no tiene un comportamiento lineal con el número de autoencendidos. La diferencia de los niveles de $ER(-)$ entre los casos con uno y cinco autoencendidos es del 79% para la $ER(-)$ mínima y 82% para la $ER(-)$ máxima. Esto indica que la amplitud de los nodos de presión es menor en el caso de cinco autoencendidos, debido a la interacción de los modos de resonancia excitados por las

distintas zonas de autoencendido desfasadas. Esto se confirma en la figura 4.30, donde se compara los patrones de oscilación obtenidos con uno y cinco autoencendidos, desfasados, en el mismo instante.

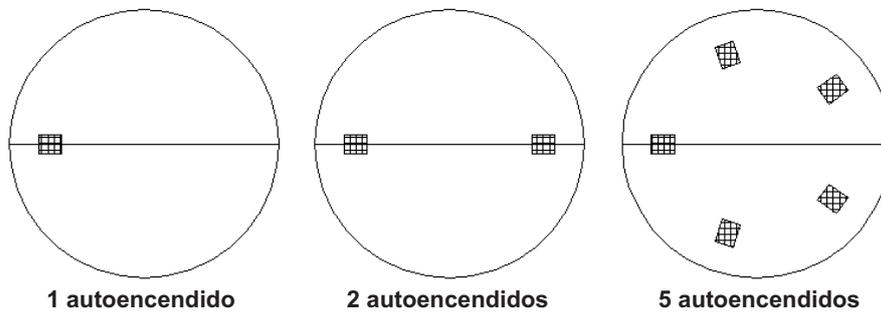


Figura 4.27: Localización de las zonas de autoencendido en un plano transversal del bowl re-entrante para los casos con: uno, dos y cinco puntos de autoencendido

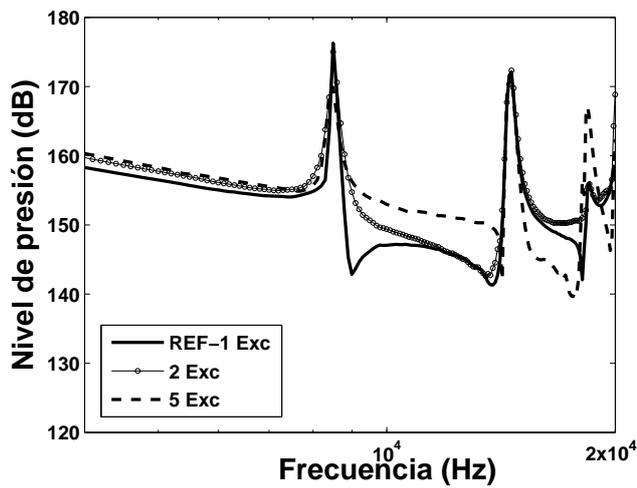


Figura 4.28: Influencia del número de autoencendidos sobre la respuesta en frecuencia

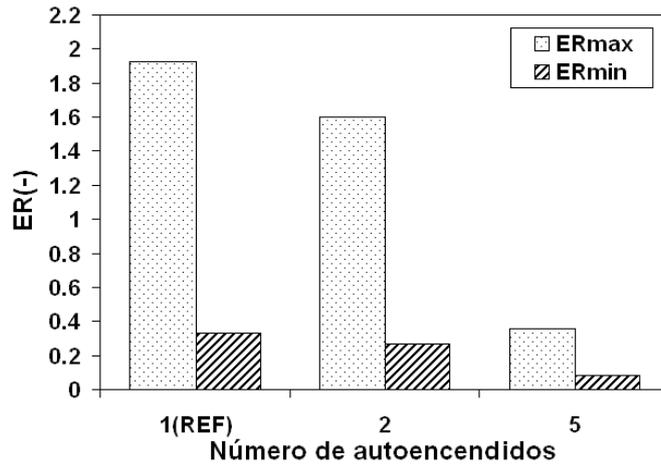


Figura 4.29: Comparación de los máximos y mínimos niveles de ER(-) para uno, dos y cinco autoencendidos

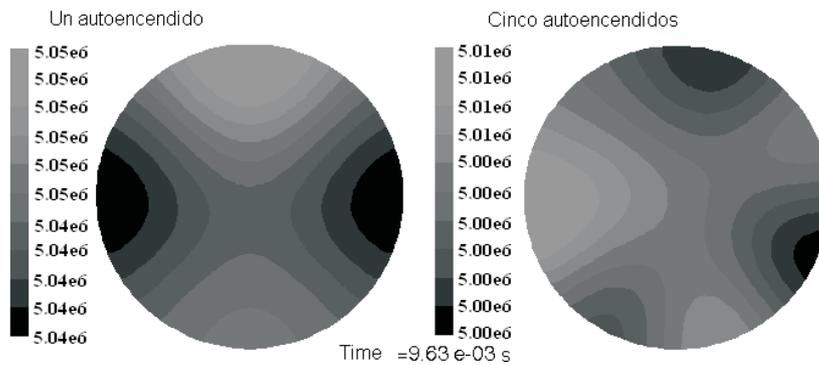


Figura 4.30: Patrones de oscilación obtenidos con CFD en los casos de uno y cinco autoencendidos

Aunque la frecuencia de resonancia es la misma, como se comentó anteriormente, existen diferencias en los patrones de oscilación. La distribución de la presión depende fuertemente del número de autoencendidos. Con cinco autoencendidos, la simetría que existe en el caso de un autoencendido se rompe y la posición de los nodos de mínima y máxima presión cambia, debido precisamente a la interacción entre los distintos modos de resonancia de las distintas excitaciones. Se aprecia también en esta figura que los niveles de presión son claramente menores en el caso de cinco zonas de excitación.

En conclusión, por una parte, la frecuencia de oscilación es independiente de la cantidad de zonas de autoencendido producidas en la cámara de combustión. Por otro lado, los niveles de amplitud sí dependen del número de autoencendidos. La reducción de la $ER(-)$ máxima, respecto al caso de referencia (1 autoencendido), es del 17% para el caso de dos autoencendidos y 82% para el caso de cinco autoencendidos. Esto indica que para mantener acotada la $ER(-)$ sería más conveniente utilizar inyectores con más toberas para distribuir mejor el combustible en la cámara de combustión y así tener más zonas de autoencendido. Evidentemente el mismo efecto se podría conseguir con inyecciones múltiples.

4.7.3. Tamaño de la excitación

Durante el proceso de combustión el tamaño de la zona de autoencendido varía, dependiendo de la turbulencia, temperatura local y, en particular, de la cantidad de combustible inyectado.

Por ello, en esta sección se analiza la influencia de su tamaño sobre el comportamiento acústico de la cámara de combustión. Al igual que en los estudios previos, los cálculos se llevan a cabo en la misma geometría re-entrante "B". Se considera una sola zona de autoencendido (ver figura 4.31). Se incluyen tres casos con tres volúmenes distintos tal como se muestra en la tabla 4.6. Asumiendo que el tamaño de la zona de autoencendido está asociado a la cantidad de combustible inyectado, cada volumen simularía un nivel de carga del motor que supondría: en el caso de referencia un 25%, el caso mitad un 12.5% y el caso doble un 50%. La presión y temperatura de la excitación se fijan en todos los casos, de acuerdo a la condición de carga experimental.

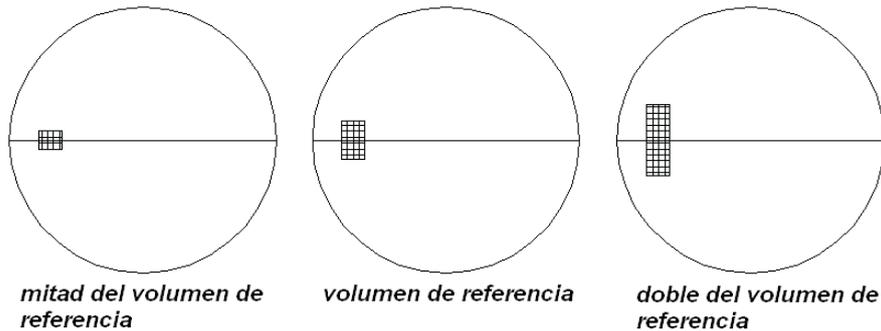


Figura 4.31: Tamaño de la zona de autoencendido en el plano transversal del bowl re-entrante para casos con: mitad, referencia, y doble volumen de la excitación

CASOS	VOLUMEN DE LA EXCITACIÓN (mm^3)
<i>Mitad</i> %	35.6
<i>Referencia</i>	68.34
<i>Doble</i> %	136.68

Tabla 4.6: Variación del tamaño de la excitación usada en el estudio paramétrico CFD

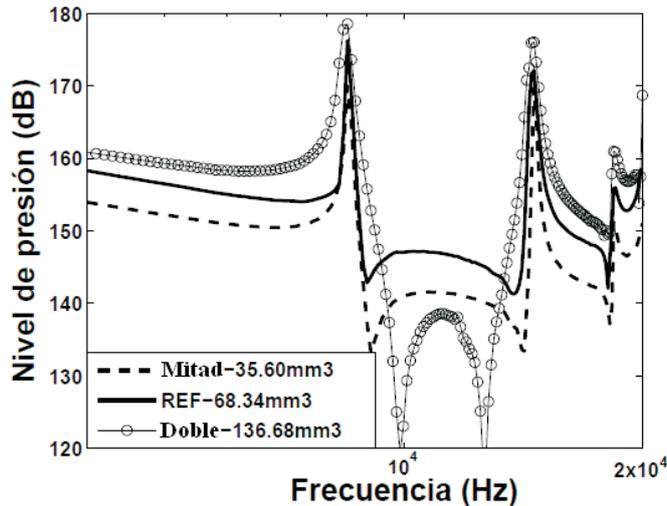


Figura 4.32: Influencia del tamaño de la zona de autoencendido sobre la respuesta en frecuencia

En la figura 4.32 se muestra la respuesta en frecuencia correspondiente a un monitor ubicado en el mismo lugar que el captador experimental para los tres volúmenes estudiados. Aunque la frecuencia de los modos de oscilación no cambia, existen importantes diferencias en el nivel de amplitud, tal y como se observa en la figura 4.33, donde se muestra el nivel de $ER(-)$ máximo y mínimo de cada caso.

Los niveles máximos de $ER(-)$ aumentan, de forma lineal, con el tamaño de la zona de autoencendido, a diferencia de los niveles de $ER(-)$ mínimos que se mantienen casi constante. Esto se debe a que la $ER(-)$ mínima está asociada con la amplitud del tercer modo y la $ER(-)$ máxima con la suma de las amplitudes de los dos primeros modos; y dicha suma cambia drásticamente y de forma más importante que la amplitud del tercer modo al cambiar el tamaño de la excitación.

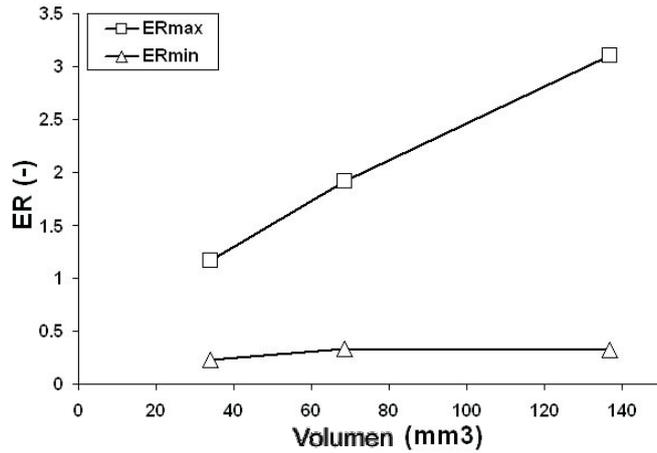


Figura 4.33: Influencia del tamaño de la zona de autoencendido sobre los niveles máximos y mínimos de $ER(-)$

En conclusión, la frecuencia de oscilación es independiente del tamaño de la zona de autoencendido, pero el nivel de amplitud sí depende del tamaño. La $ER(-)$ máxima, respecto al caso de referencia, se reduce del 60 % para el caso “mitad” e incrementa del 40 % para el caso “doble”. Por tanto, se puede llegar a una conclusión similar al estudio anterior, es decir que para mantener acotada la $ER(-)$ sería conveniente utilizar un inyector con más toberas de tal forma de tener más zonas de autoencendido con menos volumen.

4.7.4. Intensidad de la excitación

Como ya se ha mencionado, la variación de la temperatura del gas influye en la velocidad de propagación de las ondas de presión y por consiguiente en la frecuencia de sus modos de oscilación. Durante el proceso de combustión, la presión y temperatura aumentan muy rápidamente. Experimentalmente este incremento es difícil de controlar, aislando al mismo tiempo otros efectos como el cambio de volumen, ubicación y número de autoencendidos que se generan durante el inicio de este proceso.

Mediante CFD es posible estudiar la influencia del aumento local de la presión y temperatura del autoencendido de forma aislada. En esta sección se presenta un estudio paramétrico CFD, donde se varía la intensidad del autoencendido mediante cambios en los valores de presión y temperatura de la excitación. Estos valores están asociados a las condiciones de carga de un motor real, tal y como se presenta en la tabla 4.7.

CARGA	P (BAR)	T (K)
10 %	74	1400
20 % (<i>Ref</i>)	88	1673
40 %	95	1800

Tabla 4.7: Condiciones de carga experimental usadas para la inicialización del autoencendido en los cálculos CFD

Los resultados mostrados en la figura 4.34, representan la respuesta en frecuencia obtenida por un monitor localizado en la misma ubicación que el captador experimental para las tres condiciones de carga. La frecuencia de los modos de oscilación no se ve afectada por los cambios en la condición de temperatura impuesta en la excitación. Esto puede explicarse por el hecho que el incremento instantáneo local de temperatura en la zona de autoencendido no incrementa de forma significativa la temperatura global en la cámara de combustión.

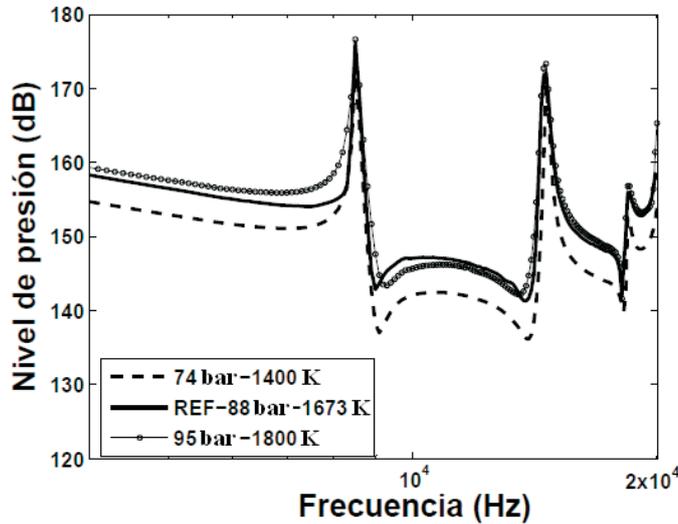


Figura 4.34: Influencia de la intensidad del autoencendido sobre la respuesta en frecuencia

Sin embargo, la amplitud de los modos de oscilación se ve claramente afectada, tal y como se observa en la figura 4.35, donde se muestra el nivel de $ER(-)$ máximo y mínimo de cada caso. El más alto nivel de $ER(-)$ corresponde al caso de 40 % de carga. Los niveles máximos y mínimos de $ER(-)$ tienen un comportamiento lineal con la carga, siendo la diferencia de los niveles de $ER(-)$ entre los casos al 10 % y 40 % de carga del 200 % para la $ER(-)$ máxima.

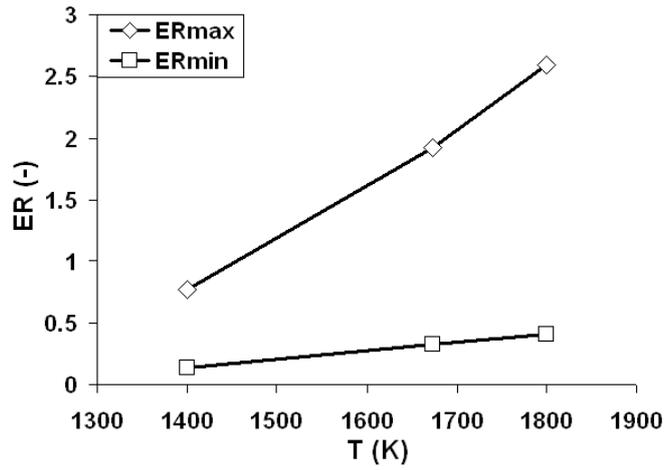


Figura 4.35: Influencia de la intensidad del autoencendido sobre los niveles máximos y mínimos de $ER(-)$

En conclusión, la frecuencia de oscilación es independiente de la intensidad de autoencendido, pero el nivel de amplitud sí depende de la intensidad. En general, la $ER(-)$ máxima aumenta de forma monótona con la temperatura.

Estos resultados indicarían que para mantener acotada la $ER(-)$ sería conveniente utilizar inyectores con más toberas o una estrategia de inyección múltiple, de tal forma de repartir la masa de combustible en más zonas de excitación.

4.8. Resumen

En este capítulo se ha realizado un estudio de sensibilidad del fenómeno de resonancia a cambios en las condiciones de funcionamiento del motor y geometría del bowl.

En el primer estudio se analiza los efectos de las condiciones de operación del motor para cuatro regímenes de giro. Los resultados obtenidos no reflejan una influencia del régimen en la frecuencia de oscilación de los modos. Sin embargo, la amplitud de los modos expresada en términos de $ER(-)$ se ve claramente influenciada a elevados regímenes de giro ($Vt > 11.2$ m/s). Un aumento del régimen de giro provoca un incremento de la $ER(-)$, lo que es perjudicial en la calidad acústica del motor.

La poca influencia del swirl sobre el comportamiento global de la resonancia, es decir, niveles mínimos en el centro y máximos cerca de la pared del bowl, permite asumir en los siguientes estudios la ausencia de swirl, ahorrando con ello un importante costo computacional, sin sacrificar la calidad de los resultados.

En el segundo estudio se analiza la influencia de la geometría del bowl. Los resultados reflejan, por una parte, que un incremento del diámetro característico ($Dc(-)$) provoca un aumento en la frecuencia de los modos de oscilación. Por otra parte, se determina que un aumento del 30 % del $Dc(-)$ del bowl provoca un incremento de hasta el 73 % en la amplitud de los modos de oscilación. Esto refleja que una disminución de la relación de compresión a partir del aumento del diámetro del bowl provocaría niveles de $ER(-)$ más elevados y por consiguiente un empeoramiento de la calidad acústica del motor.

En el tercer estudio se analiza la influencia de la temperatura en el interior del bowl. Se simulan cuatro condiciones de carga en la geometría "B". Los resultados, consistentes con la teoría modal, reflejan que la frecuencia de los modos disminuye con la temperatura. Sin embargo, las variaciones del nivel de $ER(-)$ son mínimas, los ligeros incrementos se registran en el centro del bowl al aumentar la temperatura.

En el cuarto estudio se analiza la influencia de las condiciones del autoencendido. En este estudio se incluyen variaciones de: ubicación, número, tamaño, e intensidad del autoencendido. En todos los casos no se observa influencia en la frecuencia de los modos de oscilación; aunque sí en la amplitud, como se detalla a continuación:

Ubicación. Con el inicio del autoencendido más cerca de la pared se produce un incremento de hasta el 30 % en el nivel de $ER(-)$ (entre las posiciones 2 y 3); variaciones en la profundidad del autoencendido no provocan incrementos significativos en los niveles de $ER(-)$. Esto significa que autoencendidos en el centro del bowl, por ejemplo reduciendo el ángulo de inyección, reducirían el nivel de $ER(-)$, lo que mejoraría la calidad acústica del motor.

Número. Aumentar la cantidad de autoencendidos para un mismo nivel de carga, por ejemplo mediante un incremento del número de chorros de inyección, provocaría una importante reducción del nivel de $ER(-)$.

Tamaño e intensidad. Incrementar el tamaño o intensidad del autoencendido,

a partir de un incremento de la carga del motor, provoca un aumento lineal del nivel de $ER(-)$.

En todos los resultados se confirma que el nivel de amplitud de la señal captada es distinto según la ubicación del transductor de presión, debido principalmente al comportamiento de los modos de oscilación, lo que provoca el incremento del nivel de amplitud con el radio del bowl.

Finalmente, se identifican las posibles mejoras a realizar en trabajos futuros, como la simulación más real de la excitación provocada por la combustión, la consideración del movimiento del pistón, y el uso de especies presentes durante una combustión real. Con estos nuevos ingredientes se espera conseguir una simulación más cercana, en el aspecto termofluidodinámico, a lo que ocurre en el interior del cilindro; y que sea de utilidad para estudiar a nivel cualitativo y cuantitativo el fenómeno de resonancia.

Capítulo 5

Cálculo de la resonancia

Índice

5.1. Introducción	135
5.2. Procedimiento de cálculo propuesto	136
5.2.1. Características del proceso de combustión en motores Diesel	136
5.2.2. Descripción del procedimiento CFD	137
5.2.2.1. Preprocesado, procesado y posprocesado	137
5.2.2.2. Condiciones de contorno, iniciales y términos fuente	145
5.2.2.3. Resumen y suposiciones	147
5.2.2.4. Comparación de cálculos 3D y 2D	148
5.3. Discusión de resultados y validación	150
5.3.1. Respuesta en frecuencia	151
5.3.2. Energía de resonancia	153
5.3.3. Validación	154
5.3.3.1. Nivel de presión	155
5.3.3.2. Respuesta en frecuencia	156
5.3.3.3. Frecuencia temporal	158
5.3.3.4. Energía de resonancia	159
5.4. Resumen	162

5.1. Introducción

Se ha registrado ampliamente [66, 86, 129, 136] que una de las principales características de la combustión en motores Diesel es el brusco aumento de presión durante el autoencendido de la mezcla aire-combustible. Este rápido aumento de presión origina el knock, que induce un proceso de oscilación de los gases quemados de acuerdo a las frecuencias naturales asociadas con la geometría de la cámara de combustión, también conocido como fenómeno de resonancia. Este fenómeno a su vez incrementa la intensidad del famoso knock Diesel y se transmite a través del bloque motor como ruido molesto para el oído humano. Tradicionalmente se han utilizado métodos experimentales, que han permitido determinar la influencia de diversos parámetros de funcionamiento del motor sobre este fenómeno, tales como: condiciones de inyección, nivel de carga, régimen de giro [129].

En los últimos años, el aumento de la potencia de los ordenadores, y la mejora de las predicciones de los códigos comerciales de cálculo tridimensional, han permitido realizar cálculos cada vez más complejos [28, 31, 49, 127, 188]. Estos códigos [53, 173] cuentan con la ventaja de ser muy flexibles, y proporcionan una gran cantidad de información sobre las características del flujo, que no está disponible mediante ninguna de las técnicas experimentales. Sin embargo, en la resolución del problema se simplifican las geometrías y los modelos, y como tales, no siempre proporcionan una solución que se corresponde con la realidad. Por ejemplo, en las simulaciones llevadas a cabo en el capítulo anterior, no se tenía en cuenta: la energía real liberada por el combustible durante la combustión; la generación de especies; ni el movimiento del pistón antes, durante, y después del proceso de combustión. Consideraciones que se tienen en cuenta en las simulaciones realizadas en el presente capítulo.

Aunque existen varios modelos de combustión, algunos implementados en los códigos comerciales CFD, aún requieren muchas mejoras para ser realmente predictivos, debido a la gran complejidad de los fenómenos asociados a la combustión [28, 46]. Dada la dificultad para reproducir con exactitud el proceso de encendido de la combustión, resulta complicado predecir el fenómeno de resonancia provocado por el autoencendido de los motores Diesel. Por ello, en el marco de esta tesis, se ha desarrollado una metodología alternativa, que no reemplaza un modelo de combustión, pero sí permite simular sus efectos sin tomar en cuenta el proceso reactivo del autoencendido y al que podemos llamar “simili-combustión”.

Es el objetivo de este capítulo presentar esta novedosa metodología CFD que permite predecir el ruido de resonancia en un motor Diesel sin resolver el proceso químico de la combustión. La metodología está basada en la resolución de las ecuaciones que gobiernan el flujo no reactivo dentro del cilindro para las carreras de compresión y expansión, y para simular los efectos del autoencendido y combustión, se agregan algunas fuentes térmicas en la ecuación de la energía. Los términos fuente de la ecuación de la energía dependen del nivel de presión y temperatura obtenidos durante el autoencendido y la combustión.

Inicialmente se describe el procedimiento de cálculo propuesto, en el que se exponen las características del proceso de combustión y que sirven para plantear la

metodología de cálculo CFD. Además se realiza una simulación en un modelo bidimensional, con la finalidad de analizar el comportamiento de los modos de oscilación de la resonancia y evaluar las limitaciones de este modelo respecto al modelo tridimensional.

Seguidamente, se realiza el análisis de resultados del modelo tridimensional mediante la evaluación de dos indicadores: la energía de resonancia y la respuesta en frecuencia en puntos de monitorización de presión distribuidos en el interior de la cámara de combustión.

Posteriormente, con la finalidad de justificar la buena aproximación de los resultados obtenidos con el procedimiento descrito en el presente capítulo, se realiza la validación con la medida experimental. Más adelante, en el capítulo 6, mediante la metodología planteada en este capítulo, se realiza un estudio de sensibilidad del fenómeno de resonancia al variar algunos parámetros de funcionamiento del motor.

5.2. Procedimiento de cálculo propuesto

En esta sección se detalla la metodología utilizada para la simulación del proceso de simili-combustión, que fue la parte más delicada de esta tesis doctoral, así como las dificultades técnicas asociadas a la etapa de simulación del autoencendido dentro del mismo proceso.

5.2.1. Características del proceso de combustión en motores Diesel

Durante el proceso de combustión en un motor Diesel de inyección directa se pueden distinguir tres fases: retraso, premezcla y difusión.

El retraso se define como el tiempo que transcurre desde que comienza la inyección de combustible hasta el inicio de la combustión. El retraso es importante en la combustión de un motor Diesel, ya que si es largo puede incrementar la energía liberada durante la siguiente etapa de la combustión (premezcla).

En la etapa de premezcla, se llevan a cabo las primeras reacciones de formación de los gases. Es sumamente rápida; dependiendo del dosado relativo, del combustible y condiciones en el cilindro, puede tener una duración en torno a decenas de milisegundos. Según el dosado relativo y las condiciones de mezcla aire-combustible, la temperatura adiabática de llama durante el desarrollo de esta primera fase puede alcanzar valores entre los 2100 K y 2900 K [43]. El rápido aumento de presión provoca la generación de ondas de presión, que oscilan en el interior de la cámara de combustión de acuerdo a las frecuencias naturales asociadas a la geometría de la cámara de combustión y a la temperatura de los gases. Dicha oscilación de ondas, conocida también como fenómeno de resonancia, provoca la vibración del bloque motor, vibración que se transmite al entorno y se propaga como ruido a través del aire hasta el oído humano [129]. La amplitud de estas oscilaciones depende de cómo, cuando y dónde se libera la energía durante esta fase de premezcla, y su aumento es perjudicial para

la calidad acústica del motor [25]. La adecuada predicción de esta fase es de suma importancia para la metodología CFD que se describe en este capítulo.

La siguiente y última fase corresponde a la “combustión por difusión”. Esta fase a su vez está subdividida en dos sub-etapas: difusión principal y difusión tardía. La primera de ellas provoca un crecimiento gradual de la tasa de liberación de calor hasta su posterior decrecimiento; esta combustión se encuentra dominada por la mezcla aire-combustible. Mejores condiciones de la mezcla tienden a incrementar la energía liberada y por consiguiente la temperatura de llama durante la difusión principal. La segunda sub-etapa se inicia cuando se deja de inyectar combustible; la liberación de energía se produce del combustible que aún está penetrando en la cámara después del cierre de la inyección y de los residuos de combustible impregnados en las paredes del cilindro y bowl [1]. La energía liberada en ambas sub-etapas de esta fase de combustión no provoca incrementos locales de presión intensos, sin embargo, su consideración en los cálculos CFD es de importancia ya que establece las condiciones de temperatura adecuadas, influyentes en la velocidad de propagación, y por consecuencia, en la frecuencia de las ondas de presión.

5.2.2. Descripción del procedimiento CFD

Los cálculos CFD presentados en este capítulo, como en los posteriores, consisten en la simulación de los procesos de compresión, simili-combustión y expansión en un motor Diesel de inyección directa sobrealimentado. Estos cálculos se realizan con movimiento de malla, para simular el movimiento del pistón, es decir, los procesos de compresión y expansión realmente.

Para ello, como en los cálculos en cámaras estáticas presentados en el capítulo 4, se ha empleado el código comercial Fluent 6.2.16, junto al programa de preprocesado Gambit [57]. Adicionalmente, se utiliza un programa de diagnóstico de la combustión, Calmec [111], así como rutinas propias elaboradas en Matlab que permiten obtener los datos necesarios para iniciar la simulación CFD. Además, se utiliza una rutina desarrollada en el marco de este trabajo para simular el proceso de simili-combustión en Fluent.

5.2.2.1. Preprocesado, procesado y posprocesado

La metodología general CFD utilizada para el estudio de la resonancia en cámaras de combustión con movimiento del pistón está dividida en 6 pasos que se describen a continuación. Los 4 primeros pasos forman el preproceso del cálculo CFD, los 2 últimos el procesado y posprocesado de la solución.

El primer paso (ver figura 5.1) consiste en obtener las medidas experimentales registradas por el sistema de adquisición. Tal como se detalla en el apéndice A, el sistema de adquisición de la presión en cilindro está compuesto por un transductor de presión en el interior de cada cilindro del motor estudiado, un registrador de señales y un ordenador con los programas de adquisición necesarios. Esta señal es registrada,

transmitida y almacenada en el ordenador. La información registrada permite obtener la evolución de la presión en cada cilindro y en cada ciclo de funcionamiento.

Seguidamente, se realiza un análisis de la medida de presión en el cilindro de los 49 ciclos registrados. Este análisis se lleva a cabo mediante el programa Calmec, para cada ciclo y punto de funcionamiento. De este análisis se obtiene, entre otros datos, las fracciones máxicas de especies presentes en la cámara de combustión durante y después del proceso de combustión, la derivada de la ley de liberación de calor (DFQL), así como otros típicos parámetros necesarios para la inicialización de los cálculos CFD. Adicionalmente, los mismos datos experimentales son procesados por un sub-modelo de Calmec - ACT [10] que, a partir del retraso de la inyección, discrimina entre las fases de premezcla y difusión del proceso de combustión, lo que permite estimar la cantidad de energía liberada durante cada fase de este proceso.

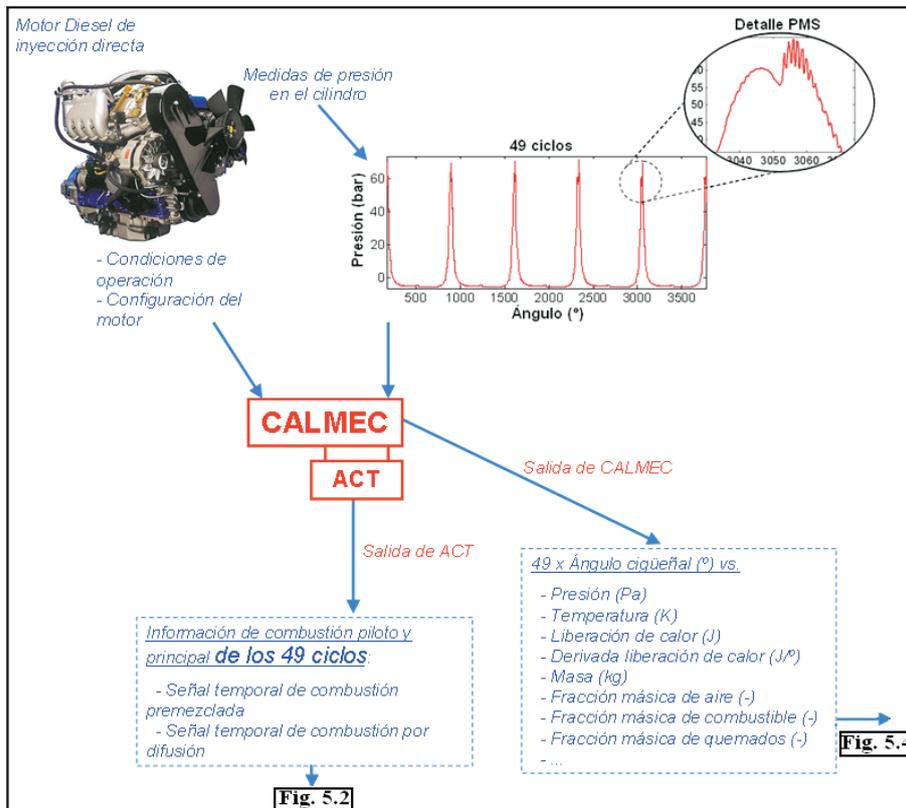


Figura 5.1: Paso 1 de la metodología CFD

El siguiente paso (ver figura 5.2) consiste en la selección del ciclo más representativo de los 49 ciclos de funcionamiento. Como primer criterio, se busca que el ciclo seleccionado tenga un indicador termodinámico razonable, igual a la unidad. Este

indicador representa la relación entre la energía obtenida de Calmec en la DFQL y la energía aportada por el combustible obtenida de las medidas. El valor de este indicador fluctúa ligeramente entre ciclos respecto a la unidad, debido a que la evolución temporal de la inyección en cada ciclo no es exactamente la misma, aunque se asume constante en el programa de diagnóstico.

Como segundo criterio, se busca que el ciclo seleccionado sea representativo del punto de funcionamiento. Para ello se estima, separadamente y para cada ciclo de funcionamiento, la energía liberada en la fase premezcla de ambas inyecciones (piloto y principal) y la energía de resonancia. Se busca que ambas energías del ciclo seleccionado sean similares a su respectiva media entre ciclos.

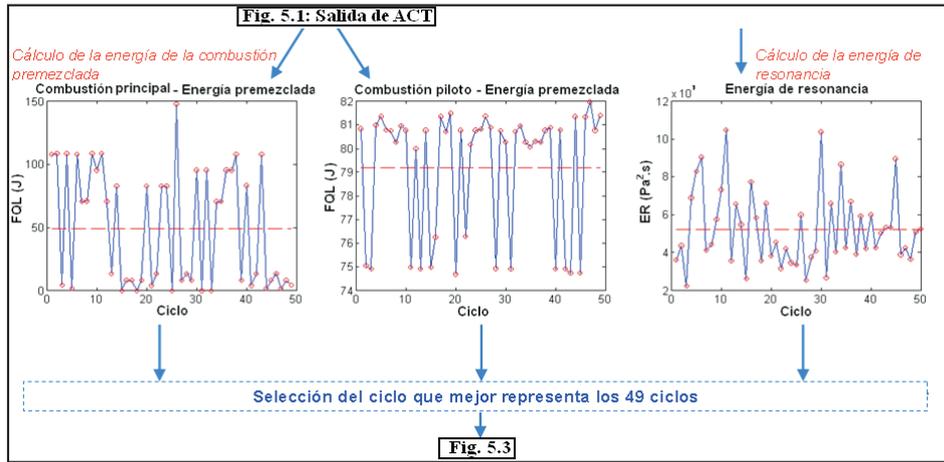


Figura 5.2: Paso 2 de la metodología CFD

En el paso 3 (ver figura 5.3), se examina en profundidad los datos obtenidos del ciclo seleccionado. En muchos casos, la DFQL obtenida de Calmec (línea azul discontinua) tiene oscilaciones importantes, que pueden dificultar el análisis. Para ello, se realiza un filtrado previo de la DFQL, obteniendo así una nueva DFQL (línea roja continua) con la misma energía que la original, sin que ello influya en los resultados de los cálculos CFD. Seguidamente, se analiza la DFQL en fase premezcla (línea verde continua) y la DFQL en fase difusiva (línea azul continua) obtenidas por el sub-modelo ACT. Se comprueba que la suma de ambas energías es equivalente a la energía total liberada durante el proceso de combustión.

El paso 4 es el último paso del preprocesado. En este paso, se corrige el desfase de la DFQL en fase premezcla ya que el captador experimental recibe la información del autoencendido instantáneo después de producirse. Dicha corrección está basada en las observaciones realizadas por Higgins y Siebers [68]. Según estos autores, la velocidad del sonido influye sobre la duración de la DFQL en fase premezcla (ver figura 5.4). En efecto, tal y como se muestra en la ecuación 5.1, la posición del captador

experimental respecto a los autoencendidos, la velocidad del sonido y el desfase de los autoencendidos son factores que influyen en la duración de la fase premezcla.

$$DP = DAP - DF - RE, \quad (5.1)$$

donde DP es el duración de la DFQL en fase premezcla, DAP es la duración aparente de la DFQL obtenida mediante el sub-modelo ACT, DF es el desfase entre autoencendidos y RE es el retraso provocado por los efectos de la velocidad del sonido y posición del captador experimental.

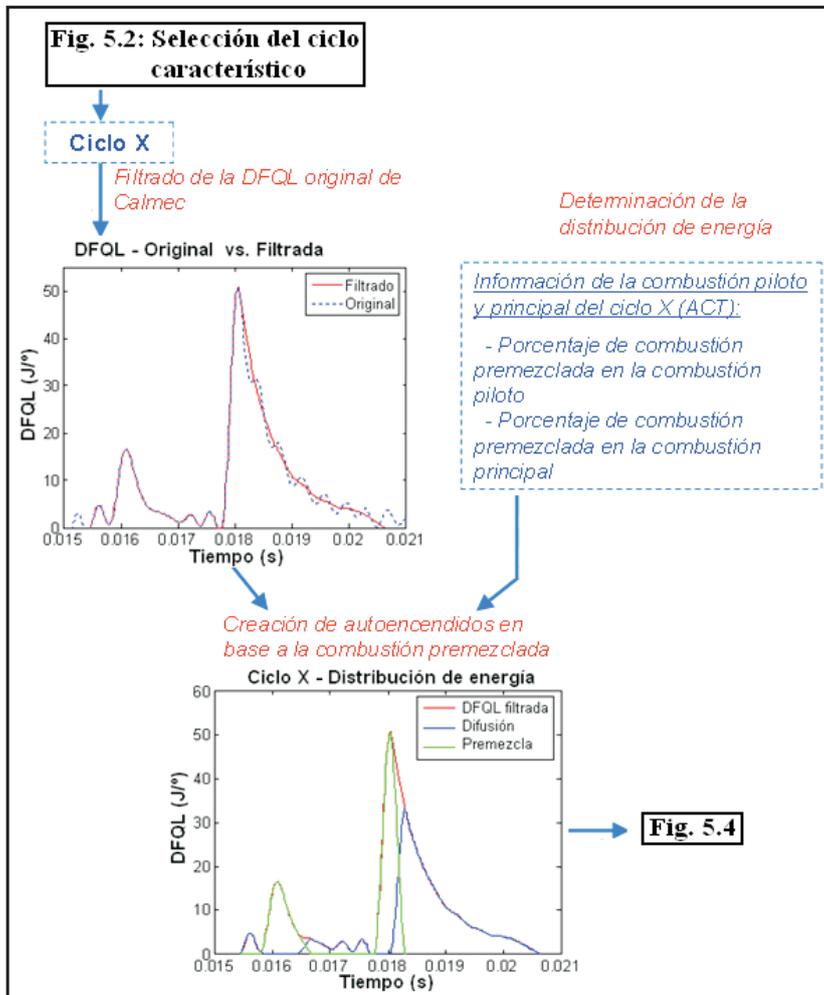


Figura 5.3: Paso 3 de la metodología CFD

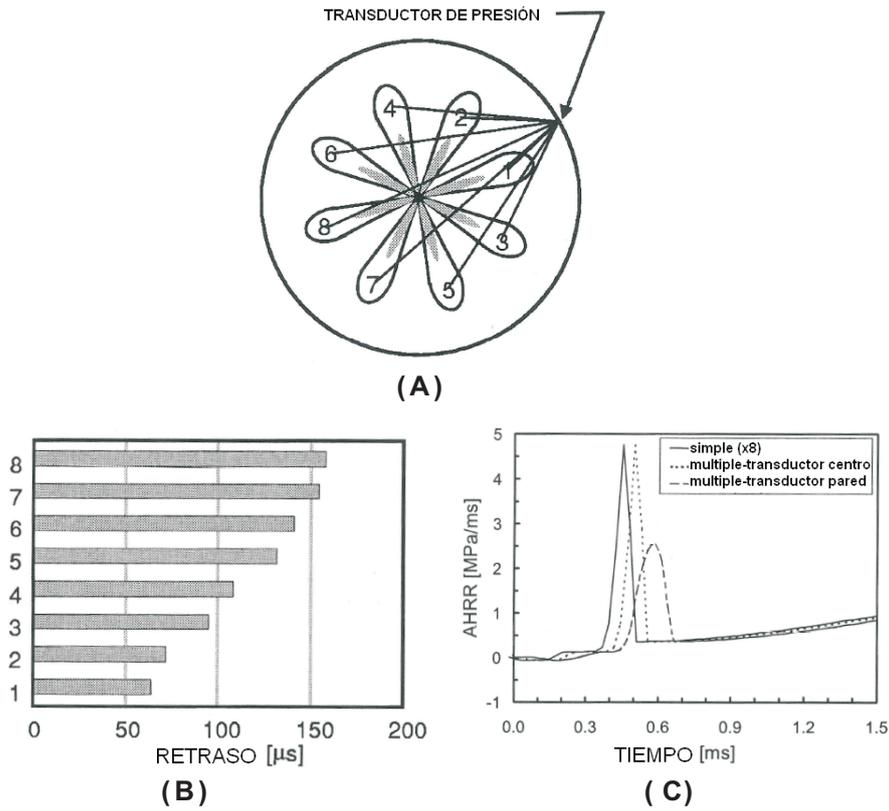


Figura 5.4: Distribución de autoencendidos y posición del transductor de presión en la pared con ocho chorros de inyección (A); retraso de la velocidad del sonido asumiendo que el autoencendido ocurre al final del chorro con una temperatura en cámara de 1000 K (B) y efectos de la velocidad del sonido sobre la tasa de liberación de calor (DFQL) en tres casos: DFQL para un transductor ubicado en la pared, DFQL para un transductor central y DFQL corregido con la velocidad del sonido. [68]

Llevando esta experiencia a nuestro caso, se corrige la DFQL aparente con el retraso RE , obteniéndose una DFQL corregida en fase premezcla que sólo incluye el desfase entre autoencendidos y que se utiliza para la generación de los mismos.

Basándose pues, en la DFQL en fase premezcla corregida, en la figura 5.5, se representa la DFQL de los autoencendidos, que se estima mediante una rutina de preprocesado que se detalla en los anexos de este documento.

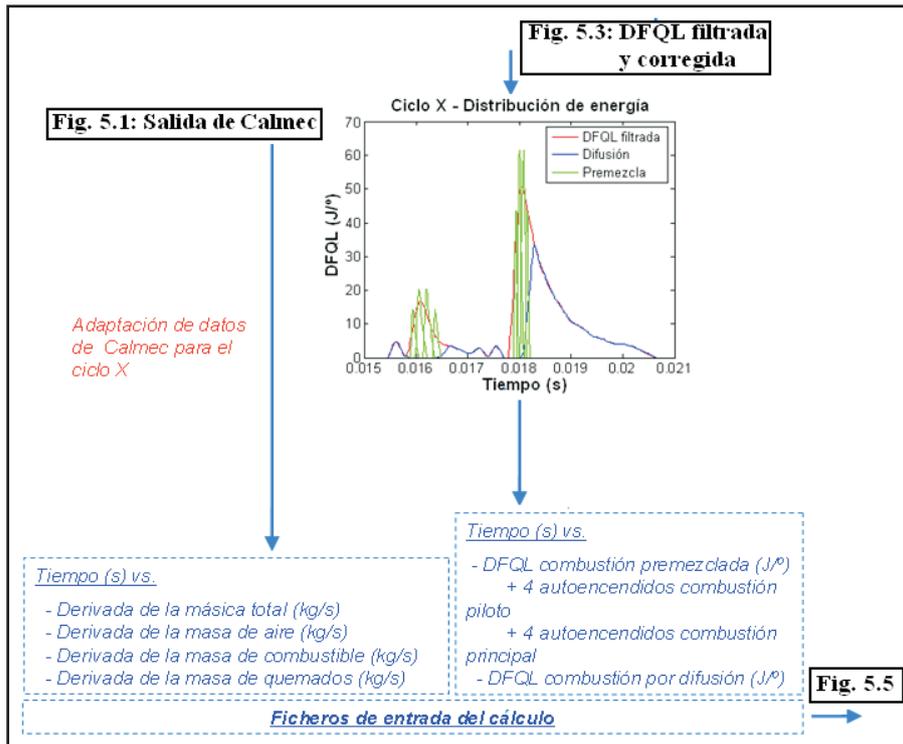


Figura 5.5: Paso 4 de la metodología CFD

Se asume que se produce un autoencendido por chorro inyectado. Se considera que la suma energética de los autoencendidos (línea verde) es equivalente a la energía liberada en fase premezcla (línea roja). Las energías de cada autoencendido se reparten de forma uniforme durante esta fase, dividiendo temporalmente la DFQL en tantas partes como número de autoencendidos, asumiendo que un autoencendido dado se inicia cuando la DFQL del autoencendido anterior es máxima, obteniéndose así el intervalo temporal de cada autoencendido. La energía de cada autoencendido se estima integrando la DFQL en fase premezcla en su respectivo intervalo temporal. Finalmente, para estimar la DFQL de cada autoencendido, se reduce temporalmente la DFQL en fase premezcla hasta el intervalo temporal del autoencendido y se escala la amplitud de dicha DFQL hasta obtener el respectivo nivel de energía del autoencendido, procurando que la suma de las DFQL de los autoencendidos sea lo más próxima a la DFQL en fase premezcla.

También es necesario definir el volumen de cada autoencendido. Esto se estima a partir de la energía liberada por cada autoencendido, verificando que las temperaturas máximas locales producidas en el cálculo CFD durante la liberación de energía no superan la temperatura adiabática de llama (entre 2100 K y 2500 K).

La energía liberada en fase difusiva (línea azul) se reparte en el resto del dominio CFD. Esta energía no provoca oscilaciones de presión, pero sí un incremento de temperatura que establece una velocidad de propagación coherente.

Así, se obtiene la DFQL durante la fase difusiva (mediante ACT) y la DFQL de cada autoencendido en fase premezcla (mediante la rutina de preprocesado), que se aplican en zonas definidas del dominio, mediante términos fuente en las ecuaciones de la energía y masa. Se repite el mismo procedimiento en el caso de posteriores combustiones asociadas a una inyección múltiple.

Las matrices temporales obtenidas por el sub-modelo ACT-Calmec y por la rutina de preprocesado son las siguientes:

- Ratio temporal de las fracciones máxicas de cada especie: aire, combustible y gases quemados.
- DFQL de cada autoencendido.
- DFQL de la fase difusiva.

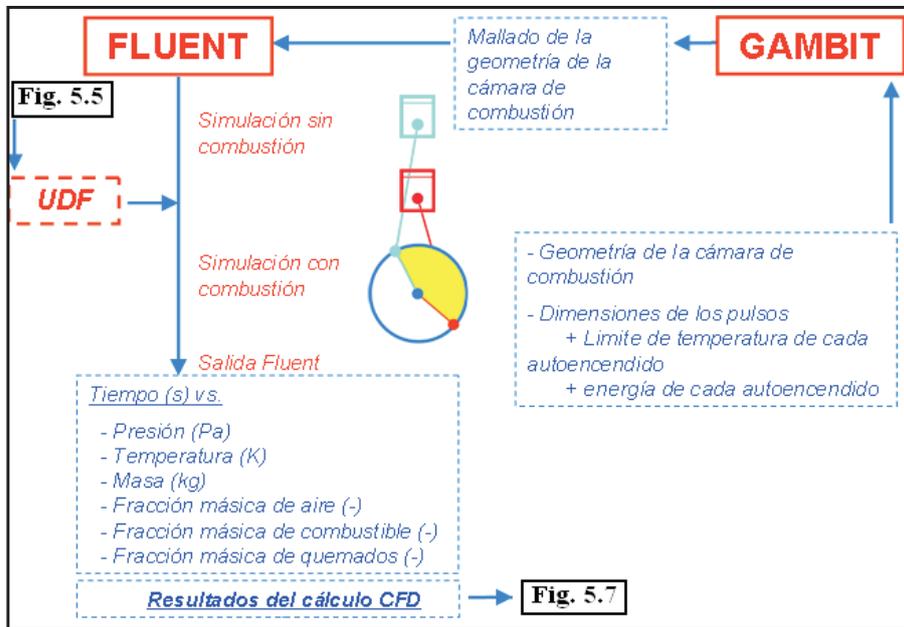


Figura 5.6: Paso 5 de la metodología CFD

En el paso 5, mostrado en la figura 5.6, se definen el dominio y el proceso de cálculo. El dominio, compuesto por las geometrías del bowl y cilindro y las zonas de autoencendido, se construye mediante el programa Gambit. Para la construcción del

mallado y la definición del tipo de condición de contorno, se ha seguido la metodología detallada en el capítulo 3.

El proceso de cálculo se realiza mediante el programa Fluent. Las matrices obtenidas en el paso 4 son utilizadas como condiciones de contorno en el proceso de cálculo CFD. Cada matriz representa en la simulación un término fuente de masa o de energía, que se introduce en su respectiva ecuación de conservación, tal y como se detalla más adelante en la sección 5.2.2.2.

La introducción de estos términos fuente se realiza mediante una macro, programada en lenguaje C, desarrollada exclusivamente para este tipo de problemas. Esta macro, también conocida en Fluent como UDF (User Defined Function), tal y como se detalla en los anexos, controla el inicio y la intensidad de cada fuente en la simulación CFD mediante interpolación de las matrices en cada paso temporal. De esta forma, se introduce en el momento exacto, la cantidad adecuada de masa o energía.

Estos cálculos se inician al cierre de la válvula de admisión y finalizan al cierre de la válvula de escape. La utilización de los términos fuente para la simulación de la simili-combustión requiere un elevado coste computacional. Por ello, para reducir tiempo de cálculo, inicialmente la UDF se mantiene desconectada durante parte del proceso de compresión, hasta el inicio de la combustión.

Mediante esta simulación se obtienen las matrices temporales de presión, temperatura y fracciones másicas de aire, combustible y quemados en cada punto de monitorización distribuidos de manera uniforme en todo el bowl.

Finalmente, el paso 6 mostrado en la figura 5.7 está asociado al posprocesado. En este paso, se realiza primero una verificación de la presión, temperatura y fracciones másicas de cada especie, con el objetivo de confirmar que los términos fuente de masa y energía se aplican de forma consistente durante la simulación. Esta verificación se efectúa comparando los resultados CFD con los obtenidos por Calmec. Seguidamente, a partir de la señal de presión temporal de cada monitor, se obtiene su respectiva respuesta en frecuencia, que es utilizada para el análisis de la resonancia.

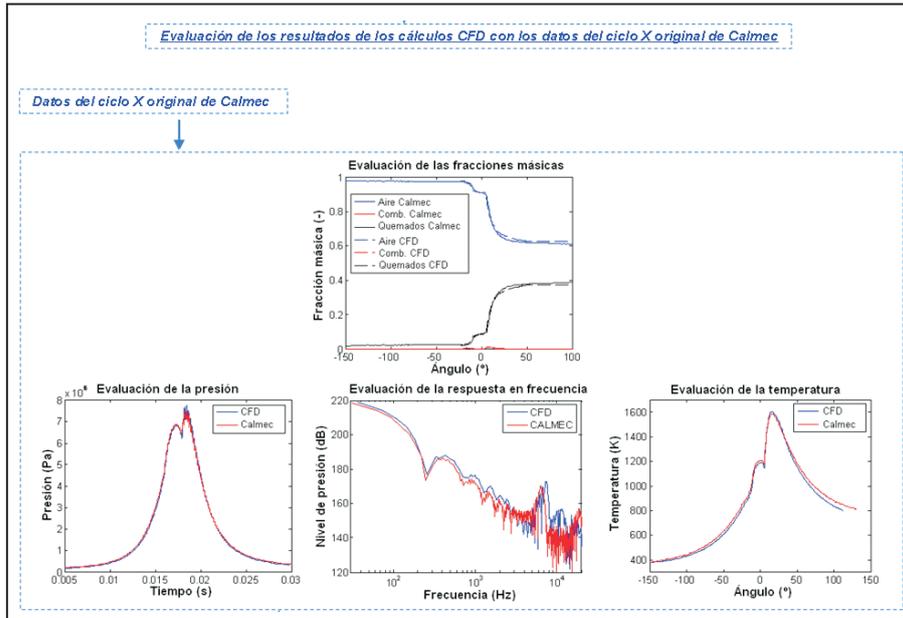


Figura 5.7: Paso 6 de la metodología CFD

5.2.2.2. Condiciones de contorno, iniciales y términos fuente

Condiciones de contorno.

Tal y como se ha detallado en la sección 3.9.1, el dominio de cálculo está delimitado por condiciones de contorno tipo pared, aplicadas en la periferia del bowl y cilindro, y en las que además se imponen las condiciones térmicas asociadas al punto de funcionamiento del motor.

El punto de funcionamiento del motor corresponde a 1500 RPM - 37 Nm de carga. Se elige este punto ya que se considera como caso de referencia en el estudio paramétrico llevado a cabo en el siguiente capítulo.

La condición de pared está dividida en tres zonas de diferente temperatura: cilindro (T_{cili}), culata (T_{culata}) y pistón (T_{piston}).

En la tabla 5.1 se resumen las temperaturas utilizadas en la simulación CFD.

T_{cili} (K)	T_{culata} (K)	T_{piston} (K)
300	400	500

Tabla 5.1: Condiciones térmicas en las paredes

Condiciones iniciales.-

Tal y como se ha detallado en la sección 3.9.2, los cálculos se inician al cierre de la válvula de admisión a 155° APMS de compresión y finalizan a 130° DPMS de expansión.

En la tabla 5.2 se resumen los valores iniciales asumidos en la simulación CFD para un punto de funcionamiento de 1500 RPM - 37 Nm de carga y con inyección múltiple (una piloto y una principal). Los valores mostrados corresponden a la presión (p_0), temperatura (T_0), turbulencia (k y ε) y las fracciones másicas de aire (fma), combustible (fmf) y quemados (fmq).

p_0 (bar)	T_0 (K)	k (m^2/s^2)	ε (m^2/s^3)	fma	fmf	fmq
1.24	375	7.11	3813	0.98	0	0.02

Tabla 5.2: Condiciones CFD iniciales, al cierre de la válvula de admisión

Términos fuente.

Los términos fuente permiten definir una fuente volumétrica de masa, momento, energía, turbulencia, y otras cantidades escalares en una determinada zona del dominio y, cada uno forma parte de su respectiva ecuación de conservación de masa, momento, energía, etc., descritas en el capítulo 3. En nuestro problema, se utilizan los términos fuentes de energía y masa para simular el proceso de simili-combustión.

Ambas fuentes, expresadas como S_m y S_h en sus respectivas ecuaciones de conservación de masa (ecuación 5.2) y energía (ecuación 5.3), se presentan por unidad de volumen y de tiempo.

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j) = S_m \quad (5.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h_0) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j h_0) = -\frac{\partial}{\partial x_i}p + \frac{\partial}{\partial x_j}(u_i \tau_{ij} - F_{h,j}) + S_i u_i + S_h \quad (5.3)$$

Por una parte, las fuentes de energía están asociadas al ratio de la energía liberada durante el proceso de simili-combustión, es decir, las DFQL obtenidas por la rutina de preprocesado. Dependiendo de la fase de combustión (premezcla o difusión), estas fuentes se aplican en distintas zonas del dominio.

En la fase de premezcla, las fuentes se aplican en las zonas de autoencendido. Para definir la ubicación de las zonas de autoencendido se asume que todos los autoencendidos se distribuyen de manera uniforme en todo el dominio, todos a la misma distancia del centro del bowl, tal y como se ha mostrado en la figura 3.11 de la sección 3.8.3.

En la fase de difusión, la fuente se aplica en el resto del dominio, se considera que no influye como fuente de excitación y que su aplicación garantiza una temperatura coherente durante la simili-combustión.

Por otra parte, los términos fuente de masa están asociados a las especies presentes durante la simili-combustión, es decir, a los ratios de las fracciones másicas del aire, gases quemados y combustible obtenidos por Calmec. Estas fuentes se aplican en todo el dominio durante ambas fases, premezcla y difusión.

5.2.2.3. Resumen y suposiciones

Como se ha indicado anteriormente, el fenómeno de resonancia desarrollado en el interior del motor es una consecuencia del repentino incremento de presión provocado por el proceso de combustión.

En este proceso se distinguen tres fases. La primera fase está asociada al retraso del inicio de la combustión respecto al inicio de la inyección. La segunda fase, denominada combustión en fase premezcla, es la principal fuente de excitación y marca el inicio del fenómeno de resonancia. La tercera fase, denominada fase difusiva, es la que “alimenta” el fenómeno; no provoca oscilaciones de presión y únicamente estimula el aumento de los niveles de presión y temperatura en el interior de la cámara de combustión.

La técnica CFD consiste en simular los efectos del repentino incremento de presión y temperatura en el bowl, producidos durante el inicio de la combustión, mediante la aplicación de términos fuente. Físicamente, en el interior del bowl, cada autoencendido libera una cierta cantidad de energía durante la combustión premezclada, la energía correspondiente a la combustión por difusión se libera en el resto del bowl.

El inicio de liberación de energía de cada autoencendido se produce en diferentes instantes, con un desfase que se estima previamente a partir de parámetros como el tiempo de duración de la combustión en fase premezcla, el número de autoencendidos, la posición del captador y las condiciones térmicas de la cámara de combustión. En efecto, tal y como se ha observado en trabajos experimentales [68], el transductor recibe la información de una onda de presión con un desfase en función de la distancia entre cada autoencendido y el transductor, debido a los efectos de la velocidad del sonido.

Para el cálculo CFD, se hacen suposiciones importantes sobre parámetros del autoencendido que no pueden ser medidos o evaluados experimentalmente:

- El número de autoencendidos es equivalente al número de chorros de inyección.
- Los autoencendidos están distribuidos de forma homogénea en toda la cámara de combustión en la misma posición radial y a una separación angular equidistante. Por ejemplo, el caso estudiado tiene un inyector de 6 toberas, por lo que la posición de cada autoencendido equivale a 60° de separación angular.

- Los ratios de la DFQL de cada autoencendido son los mismos y, aunque las energías liberadas no son las mismas entre autoencendidos, la suma de todas ellas es equivalente al total de la energía en fase premezcla.

Físicamente, el autoencendido ocurre aleatoriamente en la cámara de combustión. Es difícil estimar el tiempo y lugar exacto donde éste se produce mediante un transductor experimental, ya que la sobrepresión registrada al inicio de la combustión corresponde a las primeras ondas de presión, que pueden venir de un punto cercano o lejano al transductor, mientras que el resto de ondas en su mayoría quedan enmascaradas por la presión de las primeras oscilaciones.

Sin embargo, estudios preliminares efectuados en una cámara de combustión estática, donde no se considera el movimiento del pistón, descritos en el capítulo 4, indican que la posición (radial o de profundidad), el tamaño e intensidad de la excitación no afectan a la frecuencia de los modos de resonancia, pero sí a su amplitud [25] y por tanto a la calidad sonora del motor [108]. Por ello se toma en cuenta todas las variables posibles para la estimación coherente del tamaño, posición e intensidad de cada autoencendido.

5.2.2.4. Comparación de cálculos 3D y 2D

Debido a que los cálculos tridimensionales (3D) tienen un elevado coste computacional, se pretende verificar si los cálculos 2D-axisimétricos son suficientemente precisos para simular el caso real.

La metodología de cálculo llevada a cabo en ambas configuraciones, 2D y 3D, ha sido detallada en el capítulo 3. En los 2 casos, se aplica en las paredes del bowl, cilindro, pistón y culata las condiciones de contorno, todas ellas estimadas previamente mediante Calmec a partir de la señal de presión en el cilindro. En la configuración tridimensional se considera un plano de simetría que atraviesa longitudinalmente el bowl y el cilindro; con ello se consigue simplificar el modelo y reducir el coste computacional sin perjudicar la calidad de los resultados. En esta configuración se simula seis autoencendidos distribuidos en planos cada 60° , cuya ubicación y energía liberada por cada uno de ellos se estima previamente de acuerdo a la metodología planteada anteriormente en este capítulo.

Las condiciones de contorno en la configuración 2D-axisimétrica son también muy similares al caso tridimensional, a excepción de la condición de simetría, que se compone de un eje “axisimétrico” ubicado en la línea central o eje del bowl y cilindro. Este eje permite reducir el dominio de cálculo a una cara 2D de media sección longitudinal del bowl y cilindro, tal y como se muestra en la figura 5.8, donde también se muestran las paredes del dominio, los puntos de monitorización, la línea de generación de celdas que permiten simular el movimiento del pistón y la ubicación del autoencendido. Físicamente la forma del autoencendido generada tiene forma anular, debido a que las caras que forman el dominio representan en conjunto una sección cuyo giro en torno al eje axisimétrico reproduce el dominio tridimensional del problema.

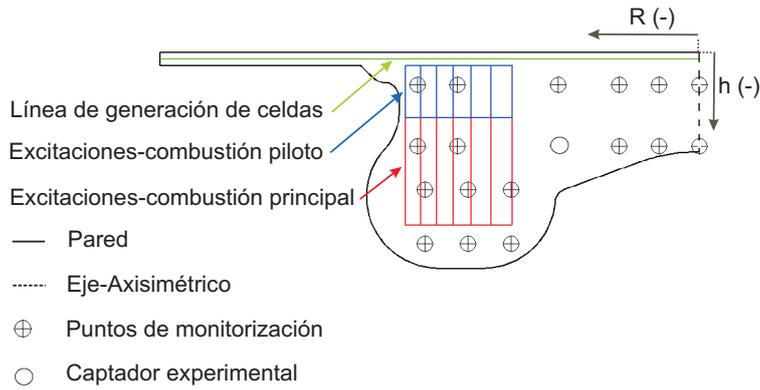


Figura 5.8: Geometría y condiciones de contorno consideradas en la simulación CFD de la configuración 2D-axisimétrica

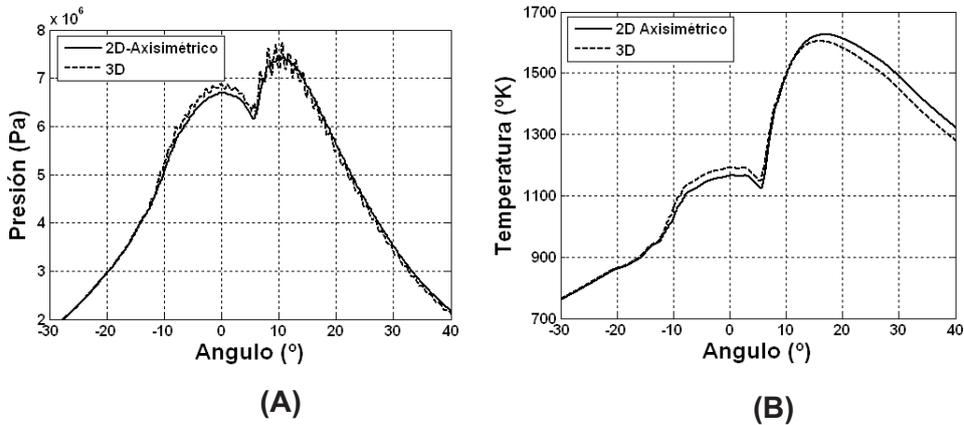


Figura 5.9: Representación de la presión (A) y temperatura (B) a 1500 RPM y 37 Nm de carga, tomada por un monitor ubicado en la misma coordenada que el captador experimental para las configuraciones 2D-axisimétrica y tridimensional

En ambas configuraciones, en las que se simula el movimiento de malla, se considera la geometría del bowl tipo "C", que se muestra en la figura 5.8, y una condición de funcionamiento del motor a 37 Nm, 1500 RPM e inyección múltiple, una piloto y otra principal.

En la figura 5.9 (A) se muestra la evolución de la presión obtenida para las

configuraciones 2D-axisimétrica y tridimensional. El registro en ambas configuraciones se obtiene de un monitor ubicado en la misma coordenada que el transductor experimental. El nivel general de la presión, provocado por la combustión de las dos inyecciones (piloto y principal), es similar y coherente en ambas configuraciones.

Sin embargo, se observan diferencias en la respuesta en frecuencia, tal y como se muestra en la figura 5.10. Por una parte, en la configuración 2D-axisimétrica se observa sólo la aparición del tercer modo, mientras que los dos primeros están totalmente atenuados, debido al comportamiento simétrico de las oscilaciones impuesto por la simetría del autoencendido (forma anular). Por otro lado, la frecuencia del tercer modo en la configuración 2D-axisimétrica es menor que en el caso tridimensional, debido a que la temperatura en el interior del bowl al inicio del autoencendido es también menor, tal y como puede verse en la figura 5.9 (B).

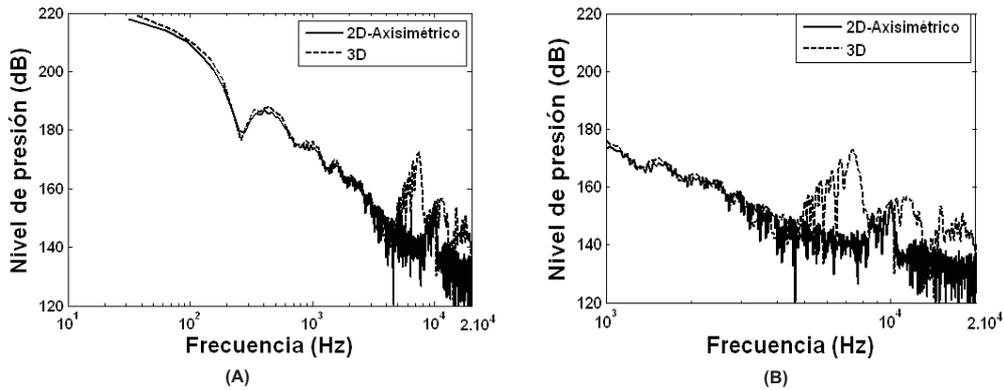


Figura 5.10: Respuesta en frecuencia (A) y zoom de picos de resonancia (B), obtenida de los casos 2D-axisimétrico y tridimensional a 1500 RPM y 37 Nm de carga, a partir de monitores CFD en la misma posición que el transductor experimental

Con estos resultados se comprueba la falta de precisión de la simulación 2D-axisimétrica frente a la tridimensional. No se puede por tanto “ahorrar” coste computacional con simulaciones 2D-axisimétricas. Por lo tanto, en adelante, se emplearán simulaciones tridimensionales.

5.3. Discusión de resultados y validación

Los resultados del cálculo tridimensional se obtienen de 108 puntos virtuales de monitorización distribuidos de manera uniforme en el interior del bowl, a diferentes distancias del eje del cilindro $R(-)$, a distintas profundidades del bowl $h(-)$ y en

planos transversales cada 90° , tal y como se puede observar en la figura 5.11. Las cotas mostradas en esta figura se presentan adimensionalizadas con el diámetro del bowl cilíndrico (geometría de referencia utilizada en el capítulo 4).

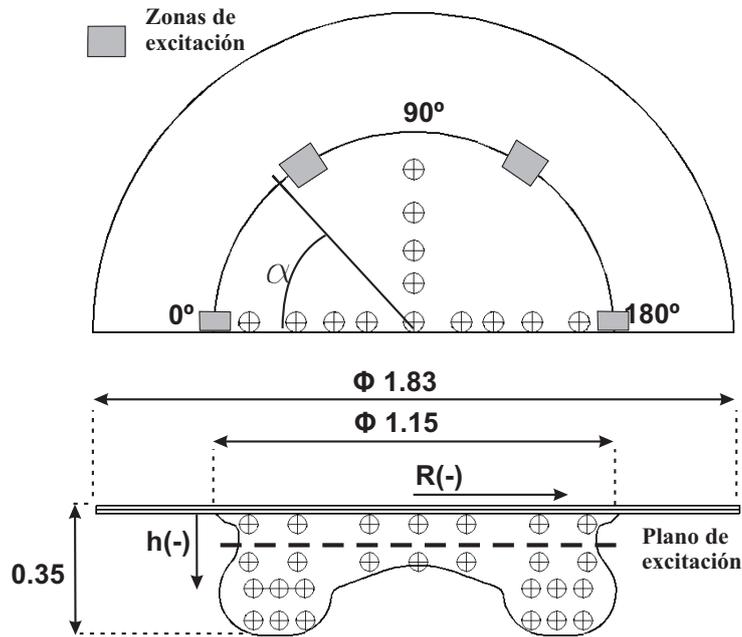


Figura 5.11: Geometría tipo “C” del bowl de la cámara de combustión utilizada en los ensayos experimentales y simulada mediante cálculo tridimensional, con detalle de la distribución de los monitores CFD

Con toda la información registrada por los puntos virtuales de monitorización es posible caracterizar el fenómeno de resonancia en toda la geometría del bowl. Los resultados obtenidos se representan en respuesta en frecuencia y energía de resonancia.

5.3.1. Respuesta en frecuencia

La frecuencia de cada modo no es constante, debido a la influencia de las variaciones temporales de temperatura y de geometría de la cámara de combustión durante el movimiento del pistón. En efecto, la frecuencia está asociada a la geometría dominante y según la cercanía del pistón al PMS, podría estar asociada a la geometría del bowl, cilindro o ambos. La frecuencia dominante en esta simulación está asociada a la geometría del bowl, debido a que el inicio del autoencendido, instante en que se inician las oscilaciones de mayor amplitud, se produce cuando el pistón se encuentra cerca del PMS.

La figura 5.12 representa la respuesta en frecuencia de los monitores ubicados en planos transversales cada 90° (0° (A), 180° (B) y 90° (C)), a tres distancias radiales adimensionalizadas con el diámetro máximo del bowl, todas a la misma profundidad de referencia ($h(-) = 0,143$), similar a la profundidad del transductor experimental.

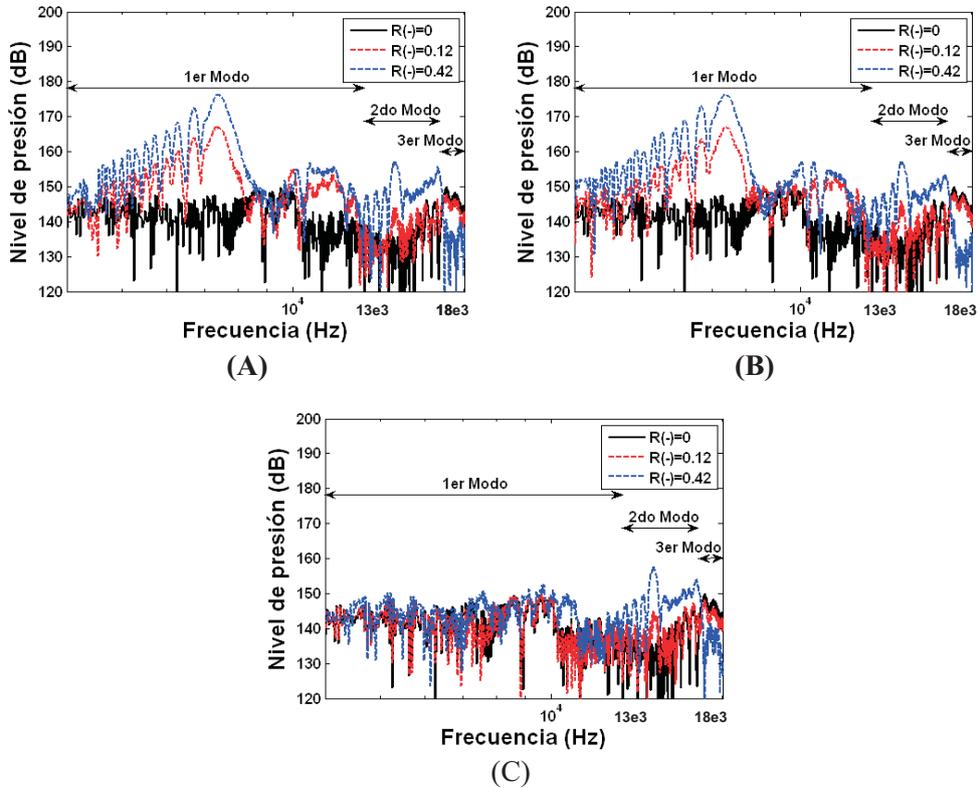


Figura 5.12: Respuesta en frecuencia CFD a 1500 RPM y 37 Nm de carga, obtenida de monitores en tres posiciones radiales y en los tres planos: 0° (A), 180° (B), y 90° (C)

Dependiendo del plano, se puede observar hasta tres picos de máxima amplitud, correspondientes a los tres modos de oscilación. Entre los planos 0° y 180° cada modo de oscilación tiene un nivel de amplitud muy similar, mientras que en el plano 90° el primer modo aparece totalmente atenuado. Estos resultados reflejan lo visto en el capítulo 4, donde se observó la influencia de la posición relativa del autoencendido respecto a la ubicación del monitor analizado. En efecto, las frecuencias de los tres modos están influenciadas por la temperatura y la geometría donde se producen las oscilaciones, mientras que la amplitud de cada modo depende de la ubicación radial del monitor y del plano donde se inicia el autoencendido.

Se observa además que la amplitud del primer modo (ubicado entre 4 - 13 kHz), obtenido de los planos 0° y 180° , crece cerca de la pared del bowl. El mismo modo, en el plano 90° , se observa atenuado para cualquier posición radial, debido a que su línea neutra se encuentra sobre o muy cerca de este plano.

La amplitud del segundo modo, estimado entre 13 - 18 kHz, aumenta cerca de la pared en los tres planos (0° , 90° y 180°), debido a que sus dos líneas neutras están ubicadas entre los planos $0^\circ - 90^\circ$ y $90^\circ - 180^\circ$ respectivamente.

El tercer modo, estimado entre 18 - 20 kHz, tiene un comportamiento diferente a los dos primeros: la amplitud decrece a medida que nos acercamos a la pared, este efecto puede observarse en los tres planos; esto se debe a que su línea neutra se encuentra sobre o muy cerca de la pared del bowl.

5.3.2. Energía de resonancia

Una representación de la amplitud de los modos de resonancia es la que se obtiene a partir de la energía de resonancia (ER), estimada como se ha descrito en el capítulo 3, y que se muestra en la ecuación 5.4.

$$ER = \int_{t=0}^t |p(t)|^2 dt, \quad (5.4)$$

donde $p(t)$ es la señal de presión temporal de cada monitor, desde el inicio de la combustión $t = 0$ hasta justo antes de la apertura de la válvula de escape $t = t$, filtrada previamente dentro del rango de frecuencia de análisis del fenómeno de resonancia, entre 4 kHz (inicio del primer modo) y 20 kHz (máxima frecuencia audible, final del tercer modo).

En la figura 5.13 se muestra los niveles de ER en función del radio adimensional $R(-)$, obtenidos de los puntos de monitorización a distintas profundidades (adimensionalizadas con el diámetro del bowl cilíndrico) y en los tres planos transversales 0° , 90° y 180° .

Del mismo modo que lo obtenido en cálculos en cámaras estáticas (capítulo 4), el nivel de ER se incrementa con el radio, debido a que la amplitud correspondiente a los dos primeros modos crece cerca de la pared del bowl mientras que la amplitud del tercero se hace mínima, y viceversa en el centro del bowl. Estos resultados reflejan que al simular el movimiento del pistón, cualitativamente se observa la misma tendencia que en malla fija, lo que permitiría revalidar los resultados obtenidos en el capítulo 4.

Además, en las figuras 5.13 (A) y (B) correspondientes a los planos transversales 0° y 180° respectivamente, se observa que ubicar el monitor a distintas profundidades del bowl influye poco en los niveles de $ER(-)$ en el centro del bowl. Sin embargo, cerca de la pared, la máxima diferencia de ER a distintas profundidades es del 47%, debido a la influencia de la forma no cilíndrica de la geometría sobre la amplitud de los dos primeros modos registrados.

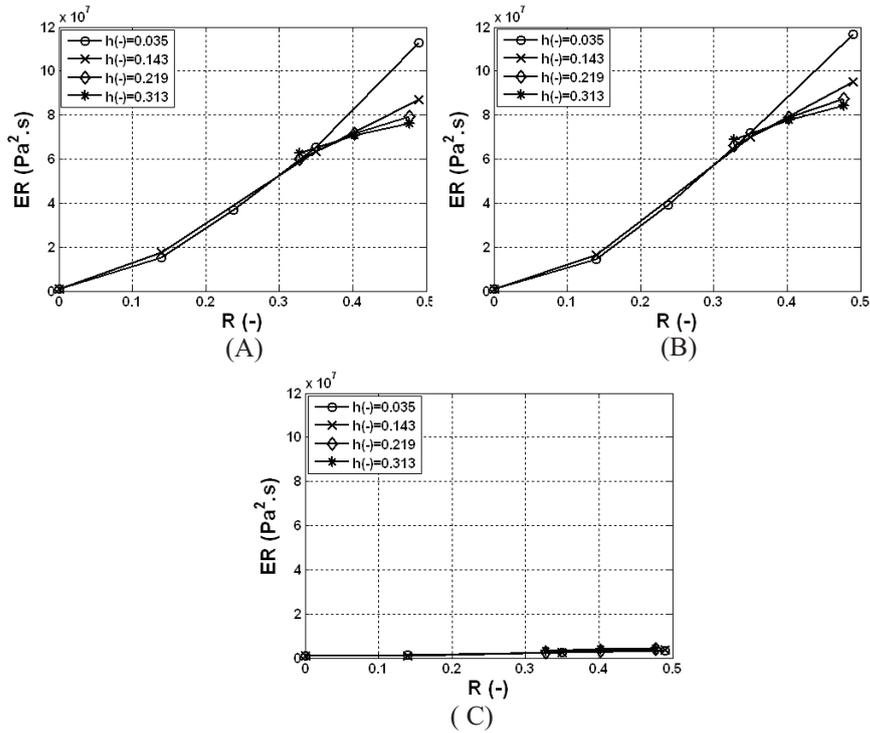


Figura 5.13: Evoluciones radiales de la ER para monitores ubicados a diferentes profundidades del bowl, sobre los planos: 0° (A), 180° (B) y 90° (C), obtenida de la simulación CFD con la geometría del bowl tipo “C”

Los niveles de ER , obtenidos por los monitores ubicados en los planos 0° y 180° , son similares entre si y mayores a los de los monitores ubicados en el plano 90° (sobre todo cerca de la pared del bowl). Estos resultados indican que el nivel de ER depende de la ubicación del monitor respecto al autoencendido. En efecto, al igual que lo observado en los estudios realizados en malla fija en el capítulo 4, la señal recibida por un monitor depende de su ubicación respecto a las líneas neutras. Estas líneas están compuestas por puntos antinodales de amplitud nula generados por los dos primeros modos del autoencendido.

5.3.3. Validación

A diferencia de la metodología de cálculo en cámara estática, planteada y aplicada en los capítulos 3 y 4 respectivamente, donde la validación se realiza con los resultados obtenidos mediante la teoría modal acústica [25,188], los resultados obte-

nidos con la metodología planteada en el presente capítulo se validan con los resultados experimentales, para el motor 1.6 l y punto de funcionamiento de 37 Nm, 1500 RPM con inyección múltiple (una piloto y otra principal).

Esta validación se realiza a partir de cuatro indicadores que describen, desde distintas perspectivas, el fenómeno de resonancia. Además de la respuesta en frecuencia y la energía de resonancia, indicadores utilizados y descritos en el capítulo 3, se añaden el nivel de presión y la frecuencia temporal. Estos dos indicadores tienen en cuenta la influencia del movimiento del pistón en el comportamiento de la resonancia. Todos estos indicadores se obtienen del procesamiento de la señal de presión registrada por cada punto de monitorización en el interior del cilindro.

5.3.3.1. Nivel de presión

En esta sección se presenta una comparación del nivel de presión en el cilindro, entre el resultado experimental y la simulación CFD.

La presión en cámara experimental se obtiene a partir de un transductor en el interior del cilindro, ubicado a 2.1 mm de la culata y a 9.6 mm del eje del cilindro.

La presión en cámara en la simulación CFD se obtiene en varios puntos, a partir de monitores distribuidos de manera uniforme en el interior de la cámara de combustión. Los monitores CFD utilizados en esta comparación tienen una ubicación (radio y profundidad) similar a la del transductor experimental; en tres planos verticales (0° , 90° y 180°), debido a que el ángulo del transductor respecto al plano del autoencendido no puede ser determinado experimentalmente.

Los resultados mostrados en la figura 5.14 muestran la buena aproximación entre la medida y el nivel de presión numérico obtenido para cualquiera de los tres monitores durante el proceso de simili-combustión. Esto demuestra la coherencia física del nivel de presión, obtenido por una simulación donde se aplica términos fuente de energía y especies de manera instantánea durante la carrera de compresión y expansión, considerando al mismo tiempo los efectos de la transmisión de calor a través de las paredes del dominio.

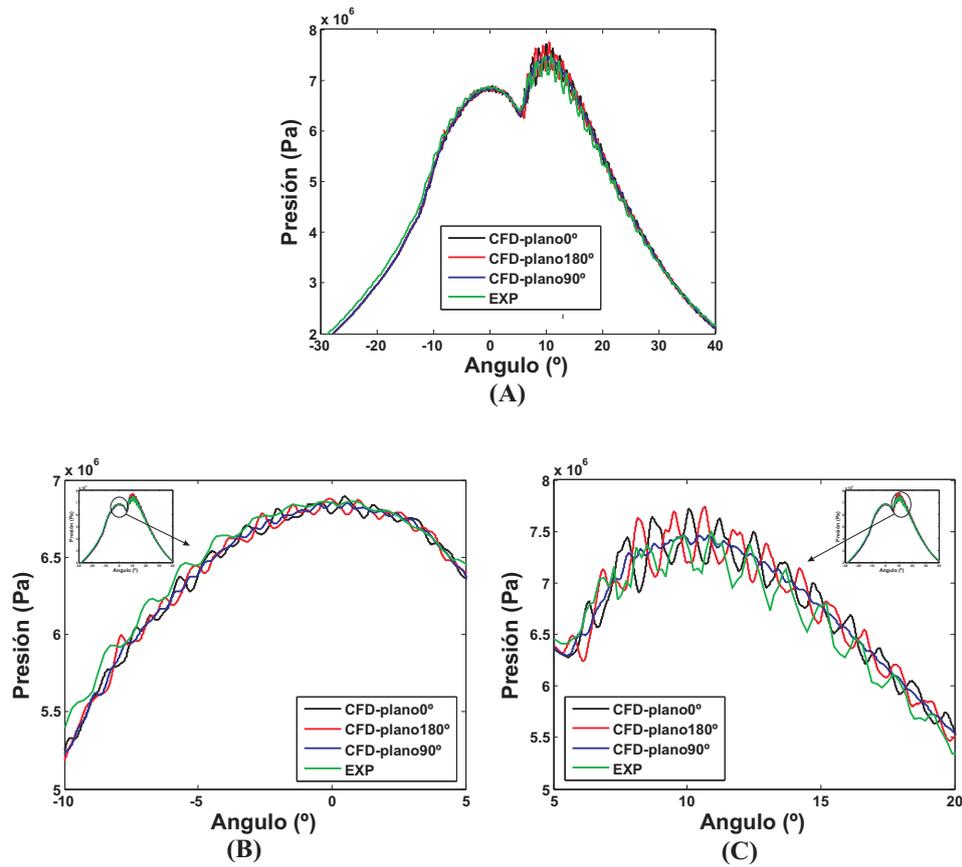


Figura 5.14: Comparación de la evolución de la presión entre el captador experimental y los monitores CFD en los planos 0°, 90° y 180°, vista general (A) y zoom de combustiones piloto (B) y principal (C). Punto de funcionamiento a 1500 RPM, 37 Nm de carga

5.3.3.2. Respuesta en frecuencia

Con la finalidad de estudiar más de cerca el fenómeno de resonancia, se analiza el comportamiento de los modos de oscilación a partir de la respuesta en frecuencia obtenida de la señal de presión.

Para estudiar el efecto de la contribución de la combustión piloto y principal sobre la resonancia, es de interés separar la respuesta en frecuencia de cada contribución. Para ello, la señal de presión registrada por un monitor CFD se posprocesa mediante un modulo basado en el procedimiento de descomposición de ondas descrito en la sección 2.4.1.2.

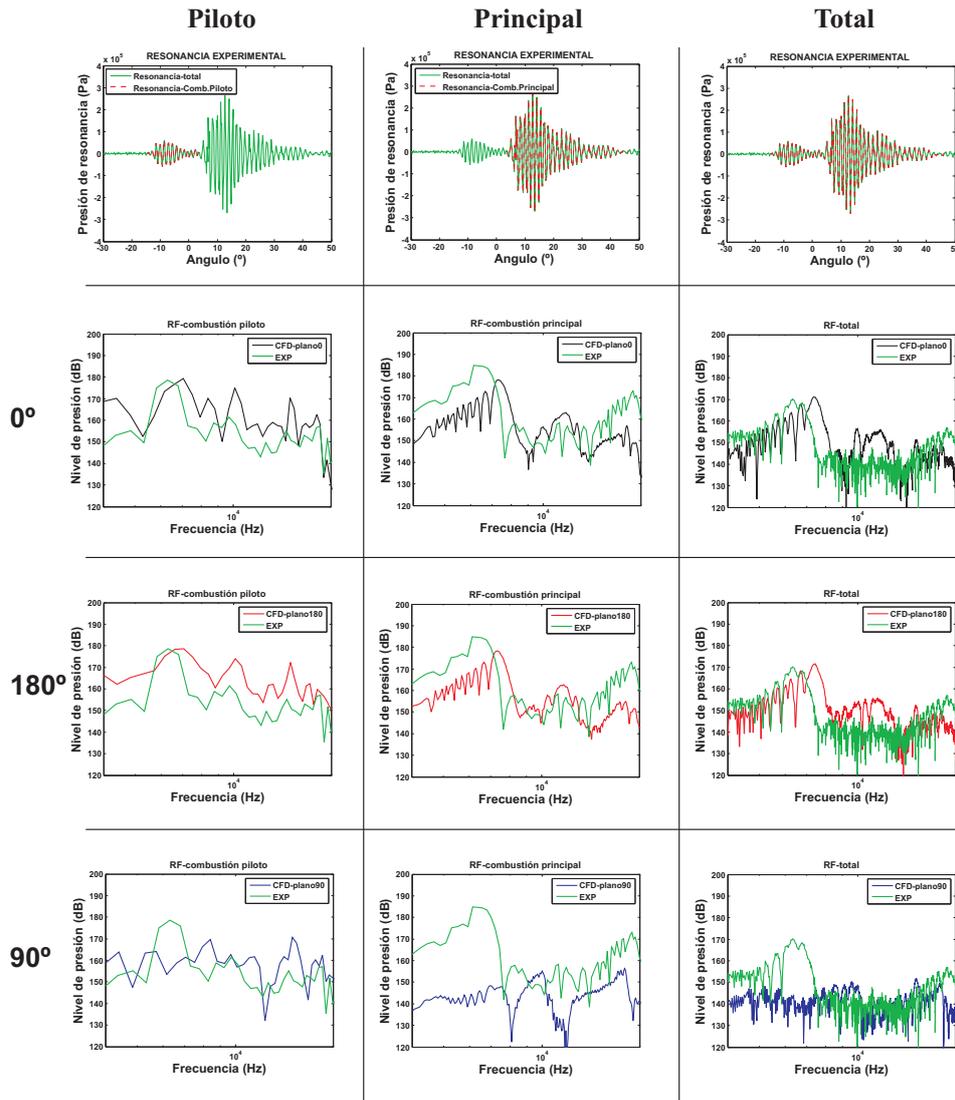


Figura 5.15: Comparación de la respuesta en frecuencia de la combustión piloto (izquierda), principal (medio) y total (derecha) entre el método experimental y la aportación CFD

La figura 5.15 muestra la señal de presión de resonancia y su correspondiente respuesta en frecuencia entre 4 - 20 kHz, obtenida por las combustiones piloto y principal de forma separada, así como la señal total obtenida de la aportación de ambas combustiones. La señal experimental se compara a la solución numérica en

cada uno de los tres monitores (0° , 90° y 180°).

Se observa que parte de las oscilaciones de presión de resonancia generadas durante la combustión piloto se encuentran incluidas dentro de la señal de presión de la combustión principal, y que son imposibles de separar completamente. Sin embargo, su amplitud es mínima y bastante inferior a las oscilaciones de la segunda combustión, por lo que se asume irrelevante.

La comparación entre el resultado experimental y la simulación CFD muestra que los tres modos de oscilación experimental se predicen también con la simulación, y las amplitudes de estos modos son similares entre ambos métodos. Sin embargo la simulación sobre-predice ligeramente la frecuencia en la señal total, en concreto la frecuencia del primer modo, probablemente porque la temperatura calculada en la inicialización es demasiado alta. Las frecuencias del segundo y tercer modo son similares a la medida.

En todas las comparaciones, tanto en el resultado CFD como experimental, la aportación de la combustión principal es la de mayor importancia en la señal total, clara muestra de su mayor concentración energética.

Más precisamente, los modos registrados por los monitores CFD ubicados en los planos 0° y 180° (segunda y tercera fila de la figura 5.15) tienen amplitudes similares al experimental en ambas combustiones (piloto y principal). Los mismos modos, obtenidos del monitor en el plano 90° (última fila de la figura 5.15), están atenuados o tienen amplitudes bastante menores.

Esto demuestra la importancia de la posición relativa del transductor respecto al inicio del primer autoencendido. El primer modo, asociado al diámetro del bowl aparece en los dos monitores ubicados en los planos 0° y 180° (zonas donde se inician los primeros autoencendidos) pero no en el plano 90° . Lo que parece indicar que experimentalmente, para este caso, la posición angular del primer autoencendido puede estar localizada en un plano vertical cerca a la posición angular del transductor. Esta información no puede ser confirmada ya que experimentalmente no es posible conocer la localización exacta del autoencendido. Sin embargo, mediante la observación experimental se confirma que, en efecto, estos modos no aparecen en todos los ciclos de funcionamiento del motor.

5.3.3.3. Frecuencia temporal

Los resultados mostrados en esta sección están referidos al comportamiento temporal que describe la frecuencia del primer modo (de máxima amplitud), provocado por los cambios de temperatura durante los procesos de compresión, similitud, combustión, expansión y a las variaciones del diámetro característico que, dependiendo de la ubicación del pistón respecto al PMS, puede estar asociado al diámetro dominante del cilindro y/o bowl.

El comportamiento de la frecuencia se obtiene mediante un post-proceso de la señal de presión del transductor. El primer paso de este post-proceso consiste en filtrar, mediante un filtro paso banda, la señal espectral en la banda de frecuencia

del primer modo de resonancia. Seguidamente, se lleva la señal al dominio tiempo mediante la FFT inversa, donde se obtiene la señal de presión temporal que describe el comportamiento, en amplitud y frecuencia, de este primer modo.

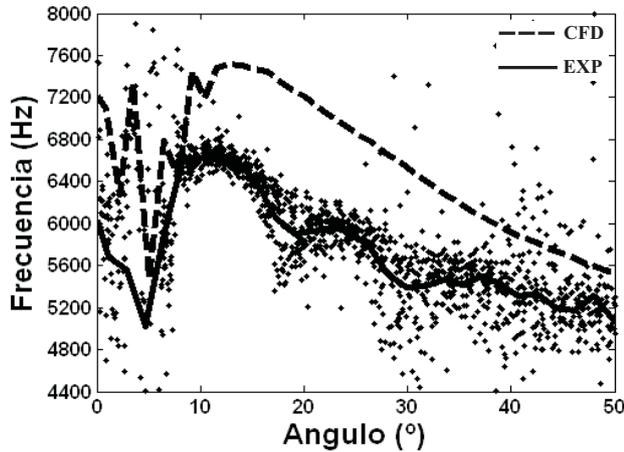


Figura 5.16: Evolución de la frecuencia CFD y experimental del primer modo de resonancia durante la combustión principal

La figura 5.16 muestra la frecuencia obtenida por los cálculos CFD comparado con la de las medidas experimentales en cada ciclo en el cilindro 1 y su media respectiva.

La frecuencia temporal experimental registra variaciones entre ciclos. Estas variaciones se deben a la imposibilidad de controlar la cantidad de energía liberada durante la combustión premezclada (dependiente del retraso y la presión de inyección), y lo aleatorio de la posición del primer autoencendido (controlado por las condiciones locales de velocidad y turbulencia).

El cálculo CFD sobre-predice la frecuencia hasta en un 13 %, probablemente debido a las limitaciones del método para predecir correctamente la temperatura en la cámara de combustión y, además, a la dificultad de predecir la ubicación e intensidad de los autoencendidos en un ciclo de funcionamiento donde la única información en el interior del cilindro es la señal de presión. A pesar de estas dificultades, con ambos métodos se observa la misma tendencia, es decir, una disminución de la frecuencia provocada por la disminución de la temperatura durante el proceso de expansión.

5.3.3.4. Energía de resonancia

Una representación del nivel de amplitud de las oscilaciones de presión se hace a partir de la energía de resonancia (ER), descrita en el capítulo 3. El cálculo de la

ER se realiza a partir de la señal de presión temporal obtenida por el transductor experimental (ecuación 5.4), desde el inicio del autoencendido hasta la apertura del escape, dentro de la banda de frecuencia de interés (4 - 20 kHz).

La figura 5.17 representa el valor de la ER obtenida de la señal de presión experimental para todos los ciclos en el cilindro 1. Al igual que para la frecuencia temporal, se observa con claridad las variaciones entre ciclos, lo que dificulta obtener un valor representativo para un punto de funcionamiento dado.

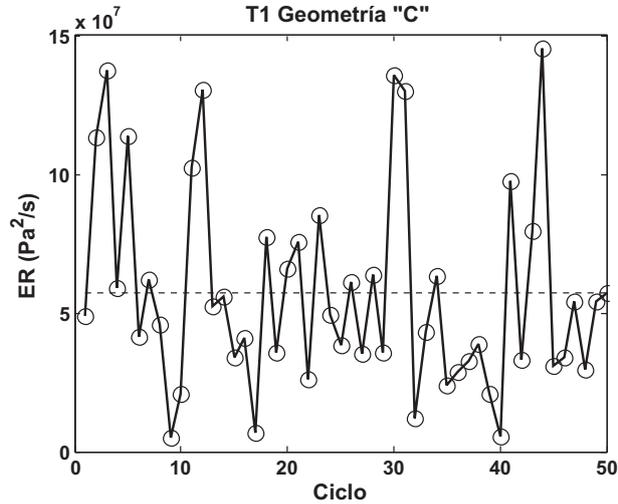


Figura 5.17: Variación ciclo a ciclo de la ER obtenido por el transductor en el cilindro 1

Sin embargo, a pesar de la falta de información sobre la localización del autoencendido, es posible realizar una comparación con los resultados experimentales a partir del ciclo simulado. En concreto, la simulación CFD está asociada al ciclo 45. Para esta comparación se utiliza entonces la información de la presión en los tres planos al mismo radio y profundidad que el captador experimental.

La figura 5.18 representa la evolución radial del nivel de ER obtenida por los monitores en los tres planos y el nivel de ER experimental del ciclo 45.

La ER tiene similar comportamiento al observado en el capítulo 4. En efecto, los niveles de ER aumentan cuando el monitor se acerca a la pared, lo que continúa demostrando la importancia de los dos primeros modos (asimétricos) respecto al tercero (simétrico).

Los niveles de ER son mayores al experimental en los planos 0° y 180° , pero menor en el plano 90° . Esto indicaría que, experimentalmente, la ubicación del autoencendido para este ciclo de funcionamiento estaría entre el plano 0° (o 180°) y el plano 90° . En efecto, la amplitud de los modos de resonancia depende de la posición del captador respecto al primer autoencendido.

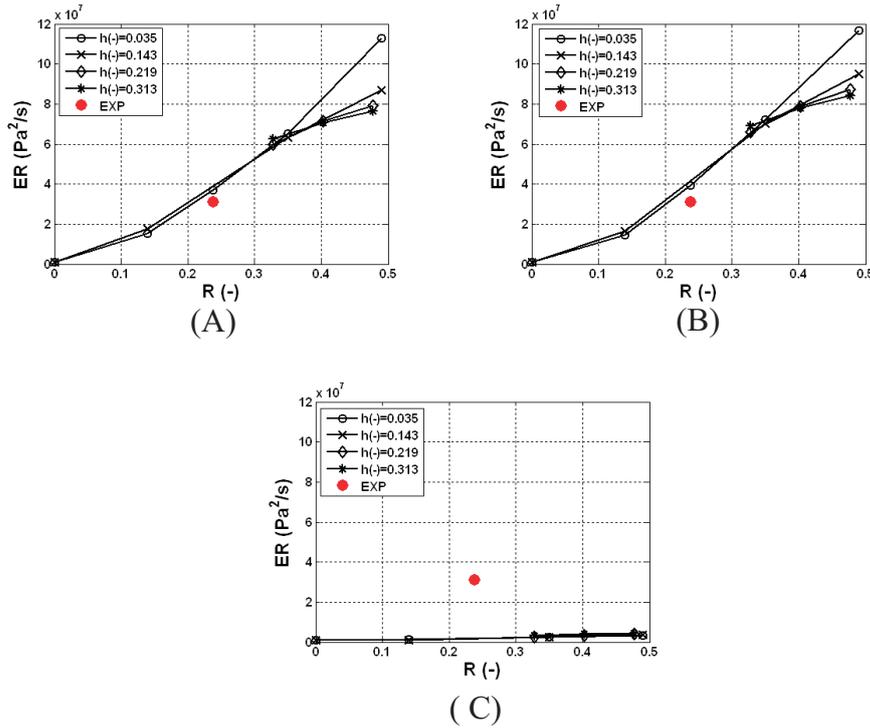


Figura 5.18: Comparación del nivel de ER entre la medida experimental y la simulación CFD sobre los planos: 0° (A), 180° (B) y 90° (C)

Esto se observa también experimentalmente donde los niveles máximos y mínimos de ER son muy diferentes en cada ciclo para un mismo punto de funcionamiento, diferencia similar que la obtenida por los monitores CFD entre los planos 0° (o 180°) y el plano 90° . Esto se debe entre otros factores como retraso de la inyección, condiciones termodinámicas en el cilindro, etc, principalmente a que la ubicación del autoencendido no es la misma ciclo a ciclo.

Aunque el método propuesto tiene limitaciones asociadas a la simulación del autoencendido y a la dependencia del análisis termodinámico (Calmec) de la medida de presión en el cilindro, este método nos proporciona información que no se obtiene experimentalmente.

Con estos resultados no es posible evaluar la precisión de dicho método respecto a los resultados experimentales, ya que se desconoce la ubicación experimental del autoencendido. Sin esta información los resultados CFD no son comparables con el resultado experimental en un único plano de monitorización, por lo que dicha comparación se efectúa en los tres planos CFD (0° , 90° y 180°).

5.4. Resumen

En este capítulo se ha descrito el procedimiento de cálculo CFD para simular el autoencendido con movimiento del pistón. El objetivo es estudiar el comportamiento del fenómeno de resonancia en el interior del cilindro en condiciones más realistas que en el capítulo 4.

Se ha empleado un código comercial CFD para resolver el cálculo de los procesos de compresión, combustión y expansión de un motor Diesel de idénticas características al experimental.

El procedimiento de cálculo CFD consiste en simular los efectos de la combustión sin calcular su proceso reactivo. Esto se lleva a cabo mediante la introducción de términos fuente en las ecuaciones de energía y de masa, correspondiente a la DFQL en fase premezcla (autoencendidos), DFQL en fase difusiva y fracciones másicas de cada especie (aire, combustible y quemados) obtenidas del análisis del proceso de combustión por el sub-modelo ACT de Calmec y por la rutina de preprocesado.

Siguiendo el procedimiento descrito en el presente capítulo, dicha simulación se ha calculado en configuraciones 2D-axisimétrica y tridimensional. La gran ventaja de la configuración 2D-axisimétrica frente a la tridimensional es su rapidez, sin embargo su uso quedó descartado debido a que el autoencendido anular generado provoca la cancelación de los dos primeros modos de oscilación.

Se ha analizado en detalle las características de la resonancia en el interior de la cámara de combustión con cálculos tridimensionales, a partir del análisis del registro temporal de la presión de 108 monitores repartidos en el interior del bowl. Dicho análisis se lleva a cabo para un punto de funcionamiento de 37 Nm, 1500 RPM y con inyección múltiple en un motor de 1.6 l. Se observó la influencia de la ubicación angular del primer autoencendido respecto a la ubicación angular del monitor en la atenuación del primer modo de oscilación. El nivel total de amplitud se incrementa con el radio del bowl, lo que confirma las conclusiones observadas en el capítulo 4.

Además, se ha realizado la validación de estos cálculos con la medida experimental a partir de la señal de presión, la respuesta en frecuencia, la energía de resonancia y la frecuencia temporal obtenidas de puntos ubicados en el mismo radio y profundidad que el transductor experimental para tres planos 0° , 90° y 180° . Los resultados muestran la buena aproximación entre la medida y el nivel de presión numérico obtenido para cualquiera de los tres monitores. Los tres modos de oscilación experimental se predicen también con los cálculos y las amplitudes de estos modos son similares a las medidas experimentales en los planos 0° y 180° ; en el plano 90° es diferente al experimental, debido a la atenuación del primer modo.

Capítulo 6

Aplicación del procedimiento al análisis de la resonancia

Índice

6.1. Introducción	165
6.2. Descripción del estudio paramétrico	165
6.3. Análisis de los resultados	168
6.3.1. Influencia de las condiciones de inyección	168
6.3.2. Influencia del régimen de giro	170
6.3.3. Influencia del grado de carga	173
6.3.4. Influencia de la geometría del bowl	175
6.4. Resumen	187

6.1. Introducción

Una vez comprobada la validez de la metodología planteada en el capítulo 5, se procede en este capítulo a un estudio paramétrico donde se varía, por un lado, las condiciones de funcionamiento: inyección, régimen y carga del motor, y por otro lado, las condiciones geométricas del bowl. Estos parámetros condicionan las características del fenómeno de resonancia durante los procesos de combustión y expansión [24, 25, 188].

En el primer estudio paramétrico se compara los resultados obtenidos en el motor de 1.6 l para los casos con una y dos inyecciones (piloto y principal), manteniendo en ambos casos el régimen y la misma cantidad de combustible. Seguidamente, se estudia los efectos del régimen de giro, realizando para ello simulaciones a dos regímenes de giro: 1500 RPM y 2850 RPM. Posteriormente, se presentan los resultados obtenidos para dos niveles de carga: 37 Nm y 151 Nm. Finalmente, y sobre el mismo motor, se llevan a cabo cálculos con cuatro cámaras de combustión de distintas características geométricas, para el mismo punto de funcionamiento y manteniendo en cada caso la misma relación de compresión del motor.

6.2. Descripción del estudio paramétrico

El estudio paramétrico llevado a cabo en el presente capítulo se resume en la tabla 6.1. En dicho estudio se varía las condiciones de funcionamiento del motor (inyección, régimen y carga) y geometría del bowl a partir de un punto de funcionamiento considerado de referencia.

Condiciones de: funcionamiento	Tipo de inyección	Tipo de geometría	Régimen (RPM)	Carga (Nm)
INYECCIÓN	dos inyecciones una inyección	C	1500	37
GEOMETRÍA	dos inyecciones	B, C, D y E	1500	37
OPERACIÓN	dos inyecciones	C	1500 y 2850	37
CARGA	dos inyecciones	C	1500	37 y 151

Tabla 6.1: Resumen del estudio paramétrico realizado mediante herramientas CFD

El punto de funcionamiento de referencia está compuesto de dos inyecciones, una piloto y otra principal, el régimen de giro es de 1500 RPM, el nivel de carga es de 37 Nm y la geometría del bowl es del tipo "C". Este punto de funcionamiento ha sido

utilizado en los ensayos experimentales, así como en el planteamiento y validación de la metodología de cálculo CFD descrita en el capítulo 5.

El estudio paramétrico se lleva a cabo usando la misma metodología. Por ello en este apartado se mencionan sólo brevemente los parámetros de cálculo, condiciones iniciales y de contorno utilizadas durante el presente estudio.

Se han realizado cálculos tridimensionales de la carrera de compresión, simili-combustión y expansión de un motor Diesel de inyección directa, desde el cierre de la válvula de admisión (155.5° APMS) hasta la apertura de la válvula de escape (130.8° DPMS).

Durante la simulación de los procesos de compresión, simili-combustión y expansión, se registra la presión en puntos distribuidos uniformemente a diferentes radios y profundidades del bowl, tal y como se muestra en la figura 6.1.

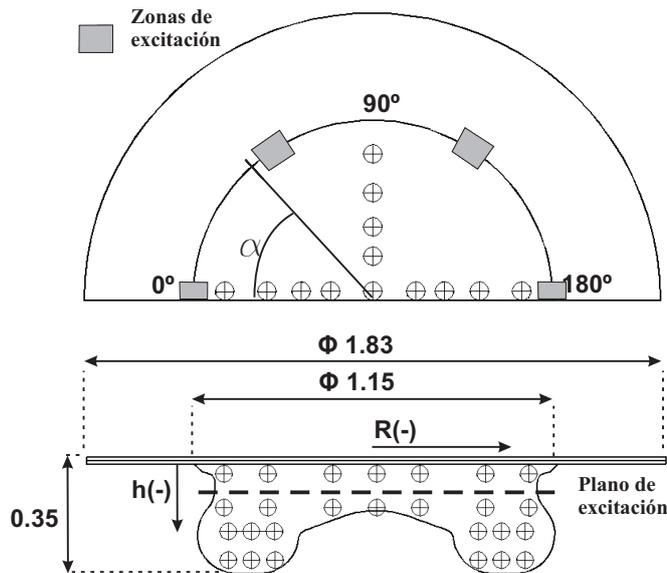


Figura 6.1: Geometría de cámara de combustión utilizada en los ensayos experimentales y simulados mediante cálculo tridimensional, con detalle de la distribución de los monitores CFD y zonas de autoencendido

En la tabla 6.2 se muestra un resumen de las características de los cálculos: esquemas de cálculo, discretización y modelo de turbulencia. Las condiciones iniciales y de contorno utilizadas para cada condición de funcionamiento se muestran en las tablas 6.3 y 6.4 respectivamente. Cada línea de estas tablas se corresponde con un tipo de estudio paramétrico. En estas tablas, los valores de presión y temperatura han sido obtenidos de Calmec para el punto experimental medido, y la turbulencia ha sido estimada a partir de correlaciones experimentales descritas en la sección 4.4.

Características generales	
Modelo de solución	ACOPLADO
Esquema diferencial	2 nd UPWIND
Mod.turbulencia	$\kappa - \varepsilon$
Interv.cálculo	[155° <i>APMS</i> , 132° <i>DPMS</i>]

Tabla 6.2: Características de los cálculos

Condiciones de funcionamiento:	Condiciones iniciales a 155° <i>APMS</i>		
	p (Pa)	T (K)	Turbulencia
Inyección y Referencia	124000	375	$\kappa = 7,11, \varepsilon = 3813$
Geometría (todas)	124000	375	$\kappa = 7,11, \varepsilon = 3813$
Operación (2850 RPM)	180000	401	$\kappa = 25, \varepsilon = 26151$
Carga (137 Nm)	157000	400	$\kappa = 7,11, \varepsilon = 3813$

Tabla 6.3: Resumen de las condiciones iniciales

Condiciones de funcionamiento:	Condiciones de contorno		
	T _{bowl} (K)	T _{cili} (K)	T _{culata} (K)
Inyección y Referencia	417	361	414
Geometría (todas)	417	361	414
Operación (2850 RPM)	434	370	441
Carga (137 Nm)	491	382	473

Tabla 6.4: Resumen de las condiciones de contorno

6.3. Análisis de los resultados

6.3.1. Influencia de las condiciones de inyección

Los cálculos expuestos en este apartado tienen como objetivo estudiar la influencia de las condiciones de inyección sobre las características del fenómeno de resonancia en el interior del cilindro.

La información requerida para la inicialización CFD, condiciones de contorno y términos fuente, se ha tomado a partir de los ensayos experimentales realizados sobre el motor 1.6 l, descritos en el capítulo 5, a 1500 RPM, 37 Nm de carga y para dos puntos de funcionamiento.

El primer punto de funcionamiento opera con inyección múltiple, una piloto a 26° APMS y una principal a 1° DPMS, al que llamaremos en adelante punto de referencia. El segundo punto de funcionamiento opera con una sola inyección, a 1° DPMS.

En la figura 6.2 se representa la evolución de la presión (A) y respuesta en frecuencia (B), obtenido de un monitor CFD ubicado en el plano 0° (plano de referencia) al mismo radio y profundidad que el captador experimental.

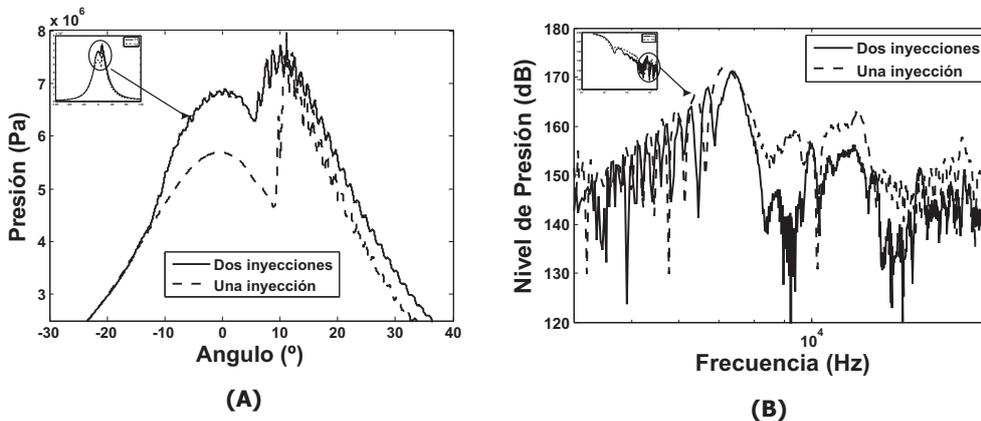


Figura 6.2: Comparación a 1500 RPM y 37 Nm de carga entre los puntos de funcionamiento con una y dos inyecciones en dominio tiempo (A) y frecuencia (B), registrada por un monitor CFD en el plano 0° en la misma coordenada radial y profundidad que el captador experimental

En la figura 6.2 (A) se puede observar las diferencias de nivel de presión entre ambos puntos de funcionamiento. Como era de esperar el punto de referencia (con dos inyecciones) tiene mayor nivel de presión y, consecuentemente, mayor temperatura

durante la combustión de la inyección piloto que el punto con una sola inyección, lo que podría incrementar la frecuencia de los modos de oscilación.

Sin embargo, los resultados observados en la figura 6.2 (B) muestran que la frecuencia de los modos de oscilación es similar entre ambas condiciones de inyección. Esto se debe a que los niveles de presión y temperatura son similares durante la combustión principal, momento donde se registran las amplitudes máximas de oscilación que prácticamente rigen la frecuencia global de los modos de resonancia.

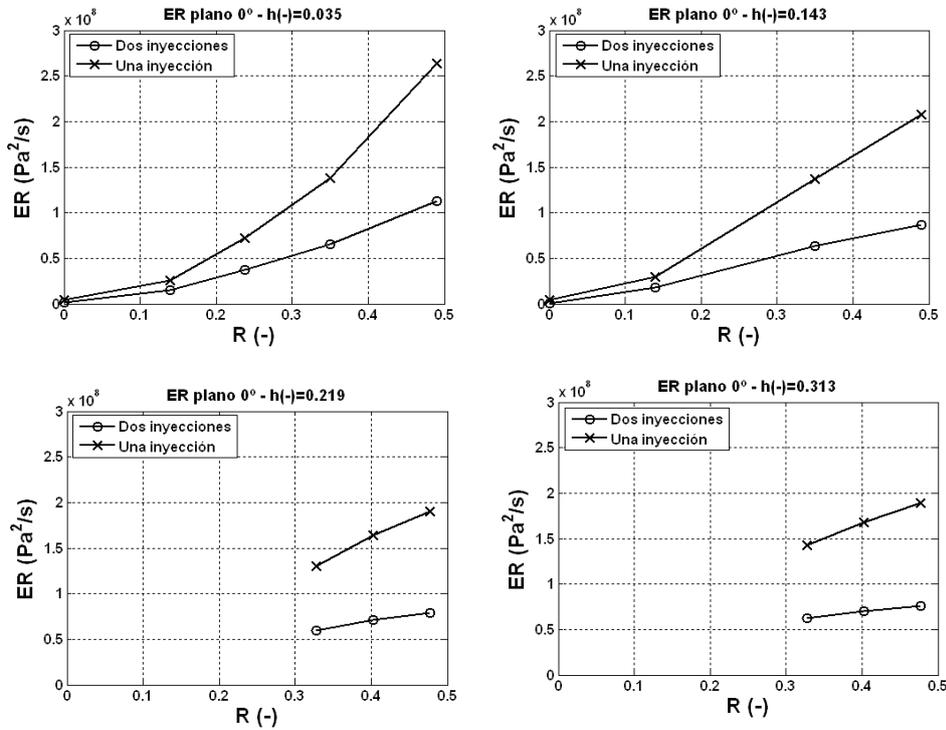


Figura 6.3: Comparación de la evolución radial de ER a distintas profundidades del bowl en el plano 0° , entre los casos con una y dos inyecciones

El nivel de amplitud de los modos de resonancia se cuantifica a partir de la Energía de Resonancia (ER), tal y como se muestra en la figura 6.3, donde se representa los niveles de ER en función del radio adimensional del bowl $R(-)$, obtenidos de monitores en el plano 0° , a diferentes profundidades adimensionales del bowl $h(-)$.

Los resultados muestran mayores niveles de ER para el caso de una sola inyección, debido al incremento de la energía liberada durante la fase de combustión premezclada influenciada por el retraso de la combustión [29, 101, 112]. En efecto, la combustión piloto provoca un aumento de la temperatura en el cilindro y una reducción del retraso de la combustión principal, siendo incluso más evidente cuando se

incrementa la carga o el régimen de giro del motor, debido a la alta temperatura y presión en cámara que acelera el proceso reactivo de la mezcla aire-combustible [29].

Al igual que en el capítulo 4, se confirma la influencia de la posición radial del captador sobre el nivel de ER , debido al mayor nivel de amplitud de los modos asimétricos respecto al modo simétrico.

Estos resultados confirman que, de realizarse la misma comparación a partir de monitores ubicados en la misma posición del transductor experimental se obtendría aproximadamente un 45 % de diferencia entre ambos puntos de funcionamiento, mientras que la máxima diferencia alcanzada por un monitor cerca de la pared es del 135 %. Esto indica la limitación del registro experimental a la hora de evaluar la intensidad del nivel máximo de resonancia entre diferentes puntos de funcionamiento del motor, ya que la diferencia de los niveles de ER a distintos radios del bowl no es constante.

En conclusión, con una estrategia de inyección múltiple se reducen los niveles de ER , mejorando la calidad acústica del motor. En los siguientes estudios paramétricos se utiliza esta estrategia de inyección como caso de referencia.

6.3.2. Influencia del régimen de giro

Con los cálculos expuestos en este apartado se pretende estudiar la influencia del régimen de giro sobre el comportamiento del fenómeno de resonancia en el interior de la cámara de combustión.

El presente estudio se ha realizado sobre el mismo motor que el utilizado en los anteriores estudios paramétricos mostrados en este capítulo. Para ello, además del cálculo de referencia a 1500 RPM utilizado durante el planteamiento de la metodología expuesto en el capítulo 5, se presentan y comparan los resultados para un punto de operación a 2850 RPM. Cabe destacar que en este apartado se realiza la comparación entre dos puntos de operación, sin analizar detalladamente los modos de oscilación, ya que esto ha sido realizado con anterioridad en el capítulo 5.

En la figura 6.4 se compara la evolución temporal de la presión (A) y la respuesta en frecuencia (B), obtenidas mediante cálculos CFD para los dos regímenes de giro estudiados. El monitor CFD utilizado para esta comparación está ubicado en el plano 0° al mismo radio y profundidad que el captador de presión experimental.

En trabajos experimentales realizados por Payri [129], se ha observado que el aumento del régimen induce un aumento de la presión de admisión, el cual provoca un máximo de presión de compresión más elevado y un aumento de los niveles de presión a baja frecuencia. También provoca un aumento de temperatura y, consecuentemente, un aumento de la frecuencia de los modos de oscilación.

En estas simulaciones también se observa un aumento de la temperatura durante el proceso de compresión al aumentar el régimen. Sin embargo, la temperatura durante la combustión piloto es similar para ambos regímenes y, durante la combustión principal, es mayor para el caso a 1500 RPM (ver figura 6.5), lo que provoca una disminución de la frecuencia al aumentar el régimen (ver figura 6.4).

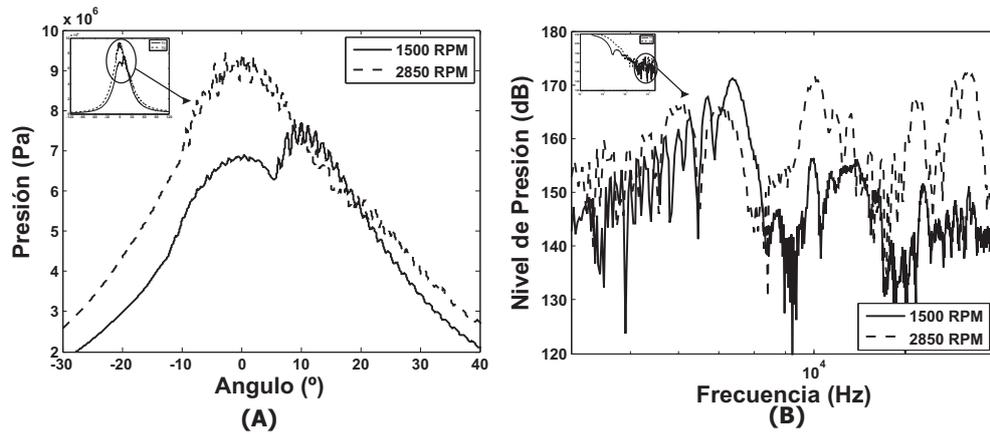


Figura 6.4: Comparación a 37 Nm de carga con dos inyecciones entre los casos a 1500 RPM y 2850 RPM en dominio tiempo (A) y frecuencia (B) tomada por un monitor CFD ubicado en el plano 0° en la misma coordenada radial y profundidad que el captador experimental

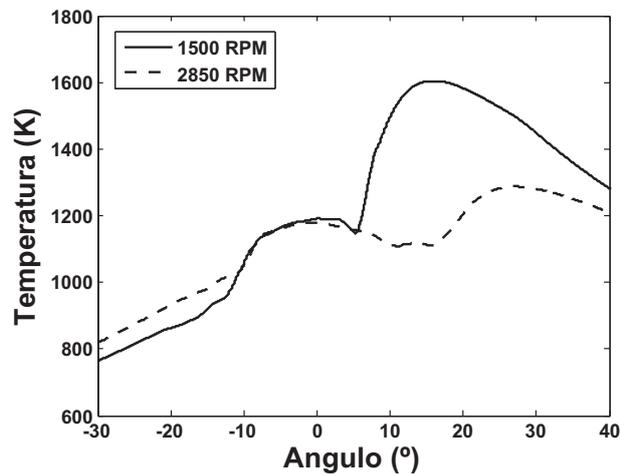


Figura 6.5: Comparación de la evolución temporal de la temperatura en el interior del cilindro entre las simulaciones a 1500 RPM y 2850 RPM

En efecto, las ondas de mayor amplitud rigen la frecuencia final de cada modo. A 1500 RPM se obtienen amplitudes de oscilación máximas durante el desarrollo de la combustión principal (mayor temperatura); a diferencia del caso a 2850 RPM, donde

las amplitudes máximas ocurren durante el desarrollo de la combustión piloto (menor temperatura).

En la figura 6.6 se muestran los niveles de ER obtenidos para ambos regímenes de giro en función del radio del bowl $R(-)$, a distintas profundidades $h(-)$. A profundidades menores de 0.143, se observa que un incremento del régimen provoca un aumento de los niveles de ER en el centro del bowl y una reducción de la ER cerca de la pared. En concreto, para los regímenes estudiados, el nivel máximo de resonancia ubicado en $h(-) = 0,313$ a 2850 RPM se reduce un 23 % respecto al nivel máximo a 1500 RPM obtenido en $h(-) = 0,035$ cerca de la pared del bowl.

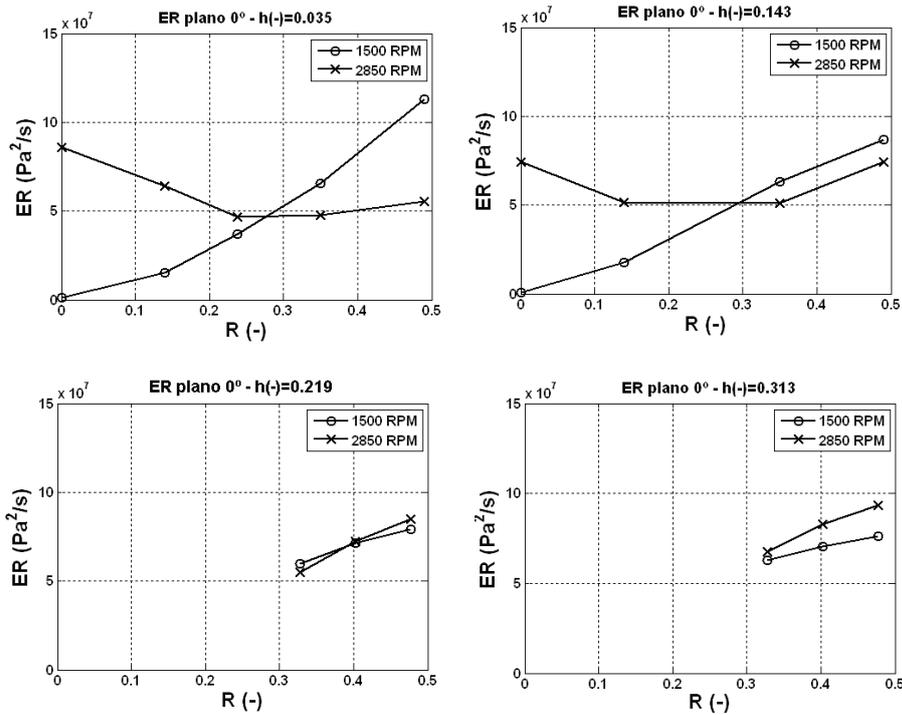


Figura 6.6: Comparación de la evolución radial de la ER , a distintas profundidades $h(-)$ del bowl en el plano 0° , entre los casos a 1500 RPM y 2850 RPM

Los niveles de ER en función del radio del bowl aumentan para el punto de funcionamiento a 1500 RPM, manteniendo los máximos niveles de ER cerca de la pared del bowl. Sin embargo a 2850 RPM los niveles de ER tienen un comportamiento diferente, se observan mayores niveles en el centro del bowl y en la pared (para $h(-) = 0,035$ y $h(-) = 0,143$), debido al incremento del swirl generado al incrementar el régimen de giro. Estos resultados confirman lo observado en el estudio del movimiento del aire realizado en el capítulo 4, en simulaciones en malla fija; en donde los mínimos

niveles de *ER* se consiguen en el centro del bowl para bajos regímenes de giro (<1500 RPM), pero al aumentar el swirl, los niveles de *ER* se incrementan en el centro del bowl.

El incremento del nivel de *ER* en el centro del bowl se debe a que el aumento del régimen provoca un incremento del swirl que intensifica la amplitud del tercer modo, modo que se caracteriza por registrar presiones máximas y mínimas en el centro del bowl.

En conclusión, aumentar el régimen de 1500 RPM a 2850 RPM reduce los niveles máximos de *ER*, mejorando para este caso la calidad acústica del motor. Sin embargo, para regímenes mayores a 2850 RPM esta tendencia podría cambiar, debido al aumento de los niveles de *ER* en el centro del bowl.

6.3.3. Influencia del grado de carga

En la figura 6.7 se compara la evolución temporal de la presión (A) y respuesta en frecuencia (B), obtenidas mediante cálculos CFD para cada una de las dos condiciones de carga a 37 Nm y 151 Nm. El monitor CFD utilizado para esta comparación está ubicado en el plano 0° (plano de referencia) al mismo radio y profundidad que el captador de presión experimental.

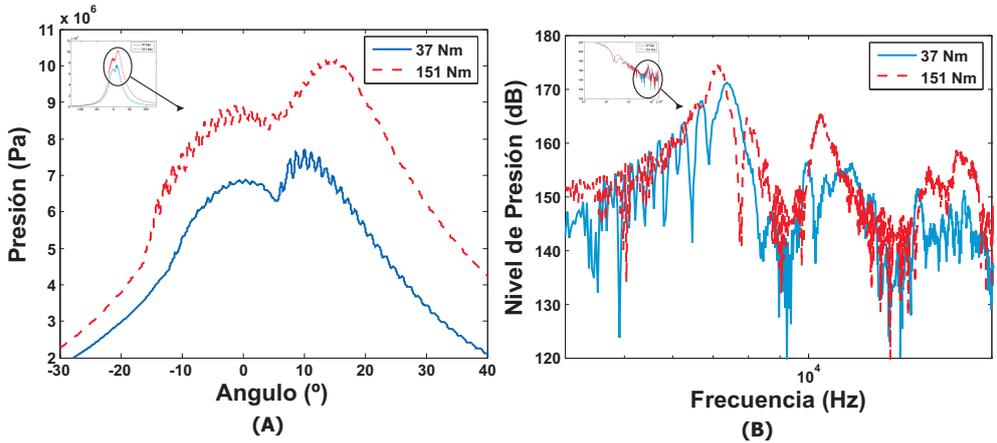


Figura 6.7: Comparación a 1500 RPM con dos inyecciones entre los casos a 37 Nm y 151 Nm de carga en dominio tiempo (A) y frecuencia (B) tomada por un monitor CFD ubicado en el plano 0° en la misma coordenada radial y profundidad que el captador experimental

Por una parte, el nivel de oscilación durante la combustión principal a 151 Nm es menor que a 37 Nm, debido a que la temperatura en cámara es más elevada (ver

figura 6.8) y por tanto el tiempo de retraso es menor, lo que reduce la cantidad de energía liberada durante la combustión en fase de premezcla. Por otra parte, el nivel de oscilación durante la combustión piloto a 151 Nm es mayor que a 37 Nm, debido a que el aumento de la carga a similares condiciones de temperatura (similar retraso) en cámara provoca un aumento de la cantidad de energía liberada durante la combustión en fase premezcla.

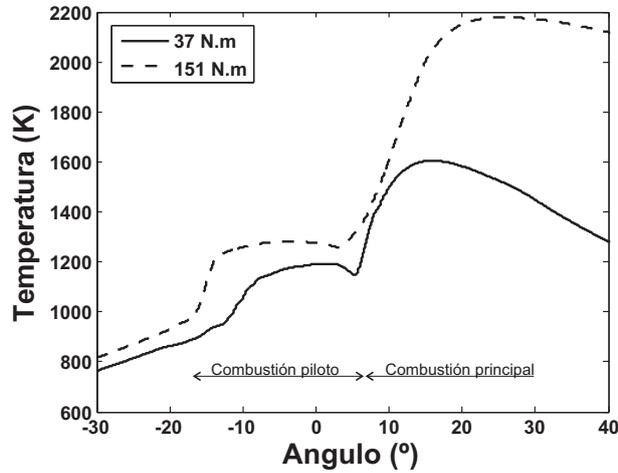


Figura 6.8: Comparación de la evolución de la temperatura en el interior del cilindro entre las simulaciones a 37 Nm y 151 Nm

En la misma figura 6.7 (B) se observa que la frecuencia de los modos de resonancia a 151 Nm disminuye respecto al caso a 37 Nm, siendo más evidente con los dos primeros picos. Para explicar esta observación, en la figura 6.8 se comparan las temperaturas entre ambos casos, sobre todo en los momentos donde la amplitud de oscilación es máxima. Se observa que la temperatura de la combustión principal del caso a 37 Nm, es mayor que la temperatura obtenida por la combustión piloto del caso a 151 Nm, lo que se traduce en una mayor velocidad de propagación de las ondas de presión y por lo tanto mayor frecuencia de los modos de resonancia a 37 Nm.

En la figura 6.9 se muestra la evolución radial de la ER , obtenida de la simulación CFD para ambos niveles de carga. En ambos casos el nivel de ER se incrementa con el radio, debido a la mayor importancia de los dos primeros modos (modos asimétricos) sobre el tercer modo (modo simétrico).

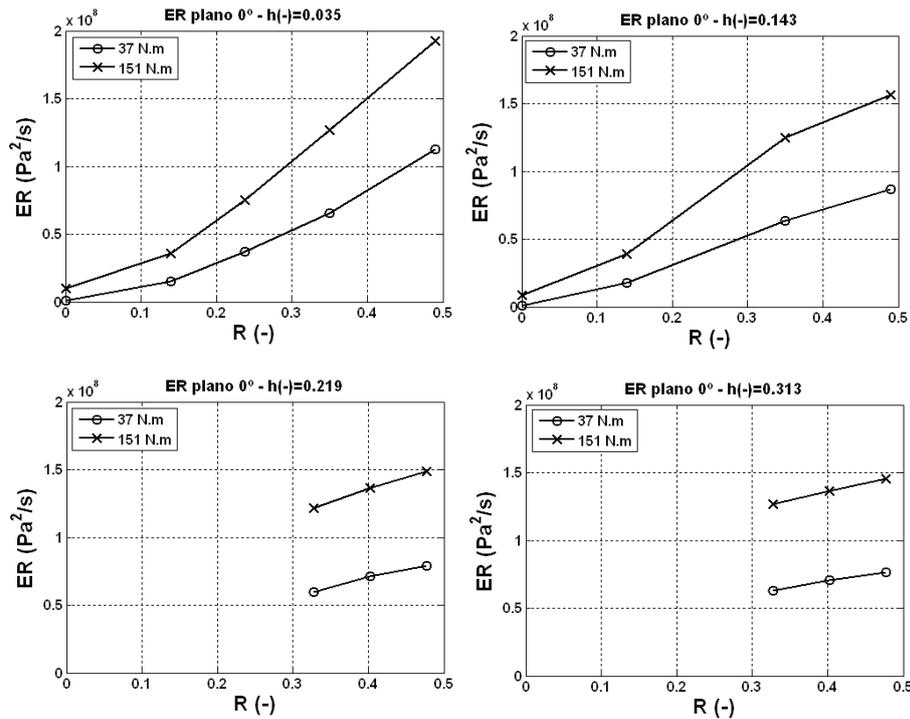


Figura 6.9: Comparación de la evolución radial ER , a distintas profundidades del bowl en el plano 0° , entre los casos a 37 Nm y 151 Nm de carga

En conclusión, por una parte, para las condiciones estudiadas, un incremento en el nivel de carga del motor de cuatro veces mayor conlleva un incremento del nivel de ER máximo (cerca de la pared) del 80 %, lo que perjudica la calidad acústica del motor. Por otro lado, si el mismo análisis se efectuara en el radio donde estaría ubicado el captador experimental, $R(-) = 0,24$, el incremento del nivel de ER máximo sería del 50 %. Esto probaría la falta de precisión de las medidas experimentales a la hora de evaluar los niveles máximos de ER .

6.3.4. Influencia de la geometría del bowl

La metodología CFD utilizada, y detallada en el capítulo 5, es capaz de simular el proceso de autoencendido sin involucrar el proceso reactivo de la combustión. Tal como se muestra en la figura 6.10, la geometría del bowl influye en la resonancia de forma directa, y de forma indirecta a través del autoencendido. Por tanto, esta metodología nos permite estudiar el efecto directo de la geometría sobre la resonancia sin considerar su efecto sobre las características del autoencendido. En concreto, los cambios en la geometría del bowl influyen en ciertos aspectos que afectan directamente

al proceso de autoencendido, como el movimiento del aire [59], la turbulencia [36] y la transmisión de calor a través de las paredes. Sin embargo, aquello no provoca cambios significativos en la energía almacenada ni en la temperatura en el interior del cilindro [36], y como consecuencia tampoco en el comportamiento de los modos de resonancia. Por ello, no se considera el efecto indirecto de la Geometría sobre la resonancia.

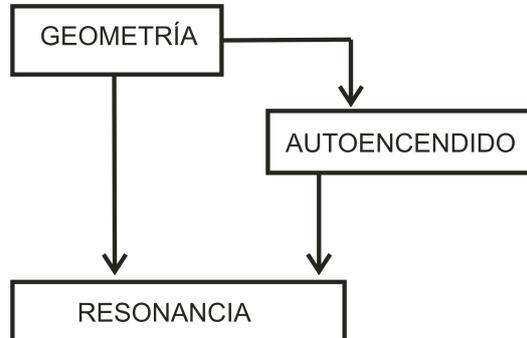


Figura 6.10: Efecto de la geometría del bowl sobre la resonancia

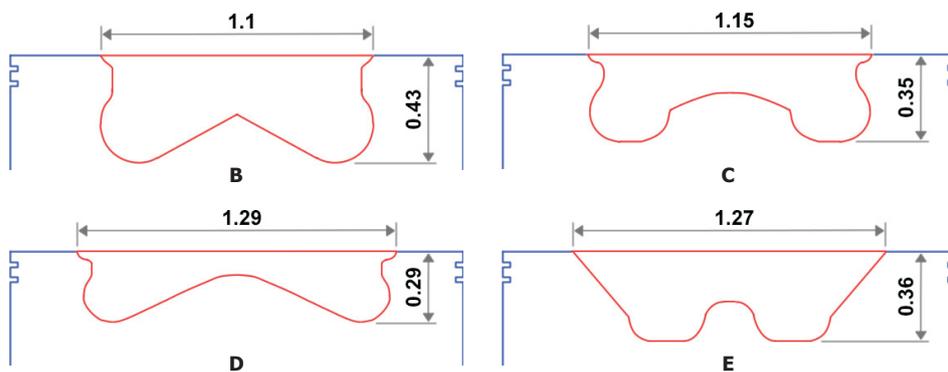


Figura 6.11: Geometrías de las cámaras de combustión estudiadas

En tal sentido, se han realizado cálculos tridimensionales de los procesos de compresión, combustión y expansión de un motor Diesel de inyección directa, sobrealimentado, de 4 cilindros y de 1.6 l de cilindrada total.

El mencionado motor dispone de una geometría del bowl tipo re-entrante “C”, que se ha detallado en el apartado 3.7 y que es tomada como geometría de referencia. A partir de ella y manteniendo las mismas condiciones de funcionamiento del motor, se realiza un estudio paramétrico variando las características geométricas del bowl.

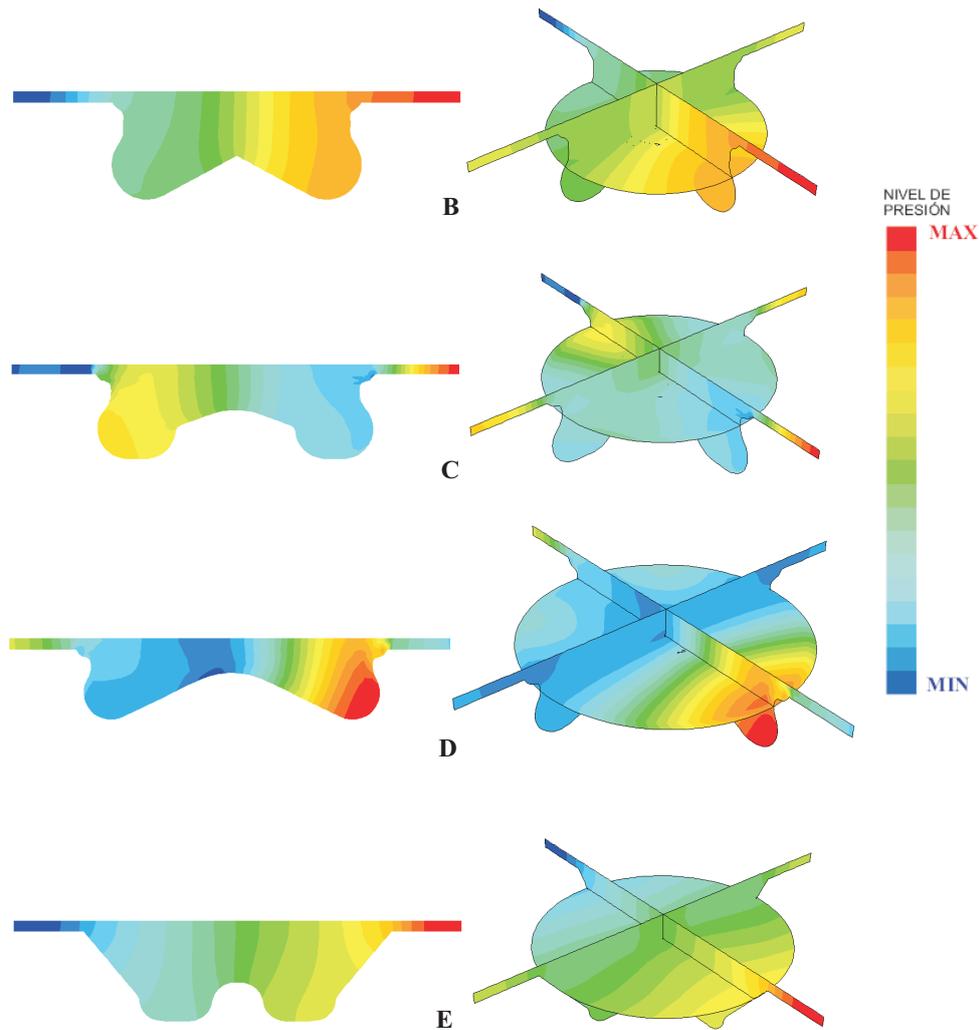


Figura 6.12: Patrones de oscilación en planos transversales del bowl (columna izquierda) y vista isométrica (columna derecha) de cada geometría cerca del PMS

Las geometrías consideradas son las mismas que las utilizadas en el capítulo 4, a excepción de la geometría cilíndrica “A” que en este estudio no ha sido considerada, tal y como se muestra en la figura 6.11, en la que se presentan las geometrías estudiadas con las cotas adimensionalizadas con el diámetro de la geometría cilíndrica. En las simulaciones efectuadas en el capítulo 4, donde no se admitía el movimiento del pistón, quedó demostrada de forma cualitativa, la importancia del diámetro máximo y altura

del bowl sobre el comportamiento de la resonancia.

Como ya se ha comentado anteriormente en el capítulo 3, la influencia de la geometría del bowl sobre las características del fenómeno de resonancia es importante cuando el pistón se encuentra en las cercanías del PMS. En efecto, estas características están dominadas, además de por el proceso de combustión, por las dimensiones del dominio donde este fenómeno se desarrolla.

En la figura 6.12 se muestra los patrones de oscilación en planos transversales del bowl para cada geometría cerca del PMS, momento en que las oscilaciones de presión alcanzan la situación estacionaria. En este instante aparecen hasta cuatro nodos de presión máxima y hasta dos de presión mínima, todos en las cercanías de la pared. Aunque se ha observado en otros instantes que la ubicación de estos nodos varía, dependiendo de la geometría del bowl y del instante de la simulación.

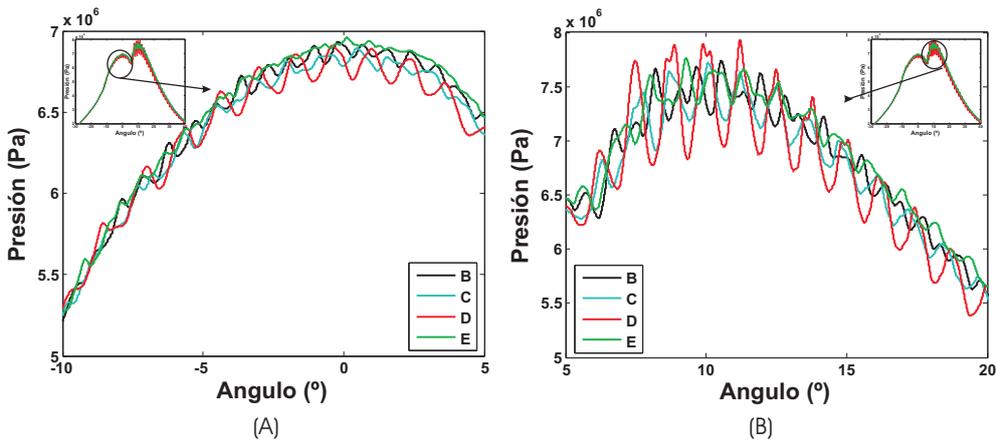


Figura 6.13: Nivel de presión de las cuatro geometrías estudiadas mediante cálculo CFD para la combustión: piloto (A) y principal (B)

En la figura 6.13 se compara la evolución temporal de la presión durante la combustión piloto (A) y principal (B), obtenida para las cuatro geometrías estudiadas. El punto de monitorización está ubicado en el plano 0° al mismo radio y profundidad que el captador experimental.

El nivel general de presión es similar entre todas las geometrías, debido a que se ha considerado en cada una de ellas la misma ley de liberación de calor. Sin embargo, se observan diferencias en el comportamiento de las oscilaciones de presión, el cual se analiza en profundidad a partir de la respuesta en frecuencia entre 4 - 20 kHz de la señal de presión, obtenida del mismo punto de monitorización que el utilizado en el análisis del nivel de presión, y que se representa en la figura 6.14.

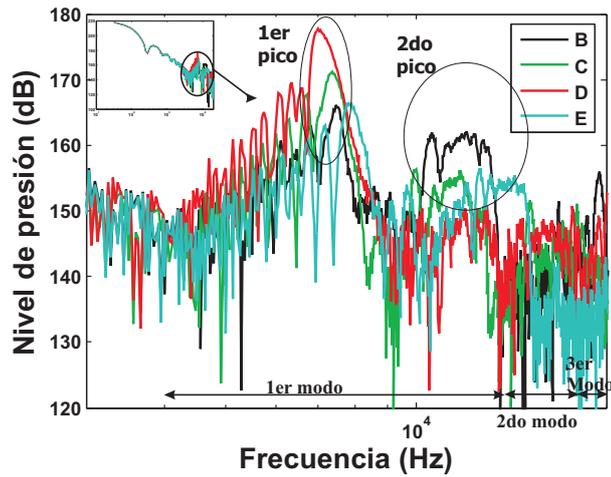


Figura 6.14: Respuesta en frecuencia de las cuatro geometrías estudiadas mediante cálculo CFD para un monitor ubicado en una posición equivalente a la posición del captador experimental en el plano 0°

Dentro de este rango de frecuencia se registran hasta tres modos de oscilación para cada geometría, pudiendo distinguirse dos picos dentro del rango de análisis (ver figura 6.15). La frecuencia de todos estos picos y modos de resonancia está determinada por la temperatura del medio, la geometría del dominio donde se desarrolla (cilindro y bowl) y el coeficiente de Bessel asociado al primer modo radial ($\alpha_{(1,0)}$).

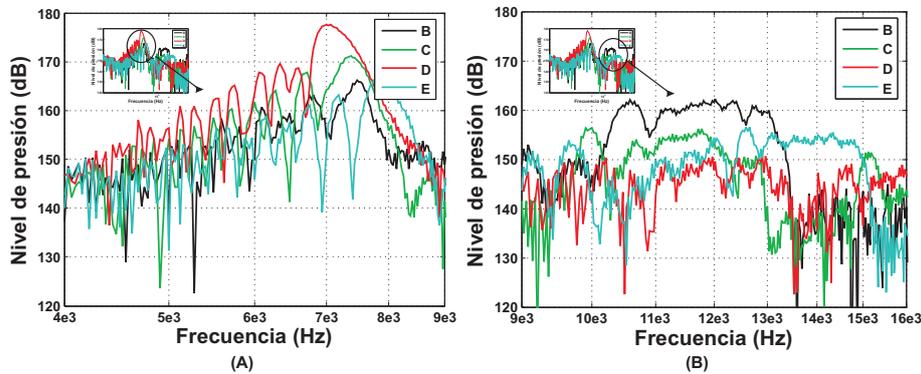


Figura 6.15: Zoom de la figura 6.14 con detalle del primer pico (A) y segundo pico (B) del primer modo de resonancia

En las tres primeras geometrías (“B”, “C” y “D”), la frecuencia del primer pico disminuye cuando se incrementa el diámetro máximo del bowl. Sin embargo, para la geometría “E”, la frecuencia del primer pico es mayor que para las demás cámaras de combustión, aunque su diámetro máximo es el mayor de todos. Este resultado ya se observó en el capítulo 4. El mismo análisis realizado en la frecuencia del segundo pico muestra que las geometrías “D” y “E” no siguen la tendencia a mayor diámetro menor frecuencia.

En la tabla 6.5 se muestran para cada geometría: el diámetro del cilindro ($D_{cili}(-)$), el diámetro máximo del bowl ($D_{max}(-)$), el diámetro característico ($D_c(-)$), todos adimensionalizados con el diámetro del bowl cilíndrico utilizado como referencia en el capítulo 4, y la frecuencia del primer y segundo pico.

Geo	$D_{cili}(-)$	$D_{max}(-)$	$D_c(-)$	$F_{1erPico}(Hz)$	$F_{2doPico}(Hz)$
B	1,83	1,10	1,05	7450	13400
C	1,83	1,15	1,07	7350	12900
D	1,83	1,29	1,25	7000	13400
E	1,83	1,27	1,11	7800	15000

Tabla 6.5: Resumen de datos geométricos y resultados en frecuencia de los dos primeros picos

Para analizar más de cerca estos resultados se requiere estudiar el comportamiento temporal de la frecuencia de cada pico en todas las geometrías, tal y como se verá seguidamente.

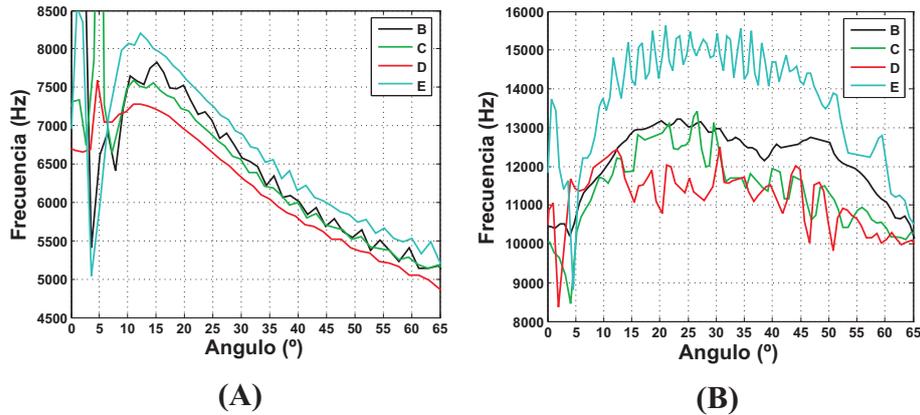


Figura 6.16: Comparación de la evolución de la frecuencia del primer pico (A) y del segundo pico (B) de resonancia durante la combustión principal en función de la posición del pistón

En la figura 6.16 se compara el comportamiento en ángulo de la frecuencia del primer pico (A) y del segundo pico (B) de resonancia entre las cuatro geometrías durante el movimiento del pistón. La frecuencia del primer pico de oscilación (ver figura 6.16 (A)) disminuye a partir de los 15° DPMS en todas las geometrías, debido a la disminución de la temperatura durante el proceso de expansión, a los cambios de la longitud característica del dominio y a las variaciones del coeficiente de Bessel para el primer modo radial $\alpha_{(1,0)}$ (tal y como se detalla más adelante). A diferencia del primer pico, se observan mayores diferencias en la frecuencia del segundo pico de oscilación (ver figura 6.16 (B)).

Con la finalidad de aislar el efecto de la temperatura y el diámetro del cilindro, se utiliza el coeficiente de Bessel, que tal y como se ha explicado en el capítulo 2, relaciona la frecuencia F , la velocidad del sonido c_0 y el diámetro del cilindro D , que se muestra en la ecuación 6.1.

$$\alpha_{mn} = \frac{FD\Pi}{c_0} \quad (6.1)$$

La velocidad del sonido se estima a partir de $c_0 = \sqrt{\gamma RT}$, donde $\gamma \approx 1,4$, $R \approx 287J/kg.K$ y T es la temperatura en K en el interior del cilindro obtenida de la simulación para cada geometría (ver figura 6.17).

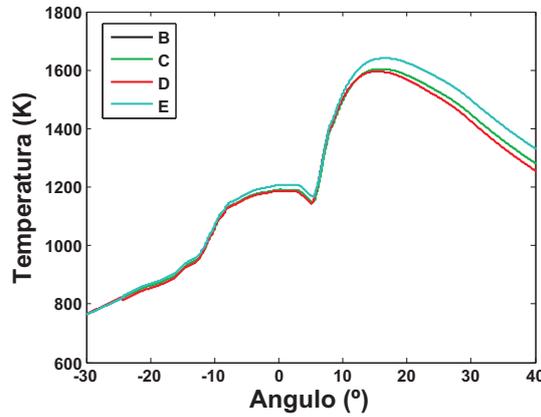


Figura 6.17: Comparación de la evolución de la temperatura en el interior del cilindro en la geometrías del bowl “B”, “C”, “D” y “E” para un punto de funcionamiento de 1500 RPM - 37 Nm de carga

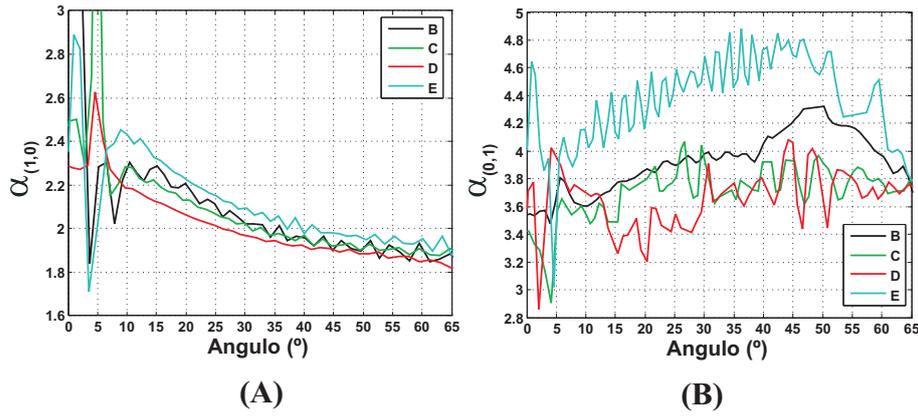


Figura 6.18: Comparación de la evolución de $\alpha_{(1,0)}$ (A) y $\alpha_{(0,1)}$ (B) durante la combustión principal en función de la posición del pistón

En la figura 6.18 se presenta la evolución de este coeficiente para el primer pico (A) y segundo pico (B), para distintas posiciones del pistón durante el desarrollo de la combustión principal.

En todas las geometrías, se observa que el coeficiente $\alpha_{1,0}$ del primer pico varía más cerca del PMS (15° DPMS) que lejos, lo que significa que la variación de la frecuencia observada en la figura 6.16 está también influenciada por $\alpha_{1,0}$. Cuando el pistón está lejos del PMS, $\alpha_{1,0}$ alcanza un valor aproximado de entre 1.8 y 1.9 en todas las geometrías, que es coincidente con el coeficiente teórico de Bessel para el primer modo radial ($\alpha_{1,0} = 1,84$) aplicado a geometrías cilíndricas y detallado en la sección 2.5.2.1.

Sin embargo, cuando el pistón está cerca del PMS la diferencia de $\alpha_{1,0}$ entre geometrías aumenta. Esto se debe a que la longitud característica asumida para estimar $\alpha_{1,0}$ está asociada al diámetro del cilindro, sin considerar la influencia del diámetro del bowl cerca del PMS.

En el caso de la frecuencia del segundo pico, se observa mayores diferencias entre geometrías cerca del PMS. Sin embargo, cuando el pistón está lejos del PMS, se obtiene el mismo coeficiente teórico de Bessel en todas las geometrías, que es coincidente con el tercer modo cilíndrico ($\alpha_{0,1} = 3,84$).

En conclusión, cerca del PMS la frecuencia de ambos picos está influenciada por ambas geometrías, cilindro y bowl. Se observa mayor influencia del bowl en la frecuencia del segundo pico que en la frecuencia del primero. Resulta difícil poder identificar a que modo de oscilación corresponde cada pico, sobre todo cerca del PMS. Sin embargo, lo que sí parece claro es que cuando el pistón está lejos del PMS las frecuencias del primer y segundo pico se corresponden con el primer y tercer modo de oscilación cilíndrico respectivamente.

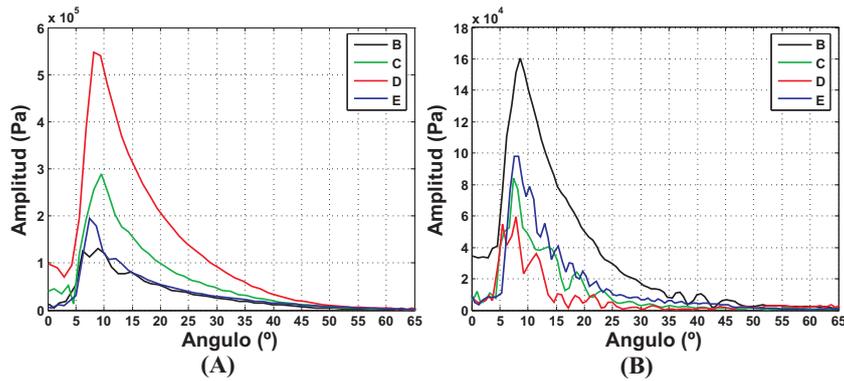


Figura 6.19: Evolución de la amplitud del primer pico (A) y del segundo pico (B) durante la combustión principal en función de la posición del pistón

En la siguiente figura 6.19 se muestra el comportamiento de la amplitud del primer pico (A) y segundo pico (B) en función de la posición del pistón para las cuatro geometrías durante la combustión principal.

Luego del autoencendido y en todas las geometrías, la amplitud de ambos picos se reduce con el ángulo, debido a la amortiguación que sufren las ondas por el rozamiento con el medio y a la conductividad calórica del aire.

Cerca del PMS y luego del autoencendido, el nivel de amplitud del primer pico registra diferencias importantes entre geometrías. Sin embargo, el nivel de amplitud del segundo pico registra menos diferencias. Además, en casi todas las geometrías, excepto en la geometría “B”, el nivel de amplitud del primer pico es mayor que el nivel de amplitud del segundo pico, lo que pone de manifiesto la importancia del primer pico en la energía total (ER).

Una representación de la amplitud de todos los picos es la que se obtiene a partir de la ER de cada monitor en el plano opuesto a la excitación (plano 0°), mostrados en la figura 6.20. Como ya se ha observado anteriormente en el capítulo 4, en las cuatro geometrías se obtiene mayor variación de la ER en función del radio que en función del profundidad del bowl. En efecto, cambios bruscos en la forma del bowl provocan ligeras diferencias en la señal de presión captada por monitores cercanos a la pared a distinta profundidad. Estos resultados son similares a los obtenidos en el capítulo 4, lo que reválida la buena tendencia de los resultados obtenidos a nivel cualitativo en geometrías donde no se simula el movimiento del pistón (malla fija). Aunque en ambos casos, malla fija y malla móvil, los niveles máximos de ER estén localizados cerca de la pared del bowl, se obtienen mayores diferencias entre geometrías en simulaciones con malla móvil, tal y como se muestra en la figura 6.21.

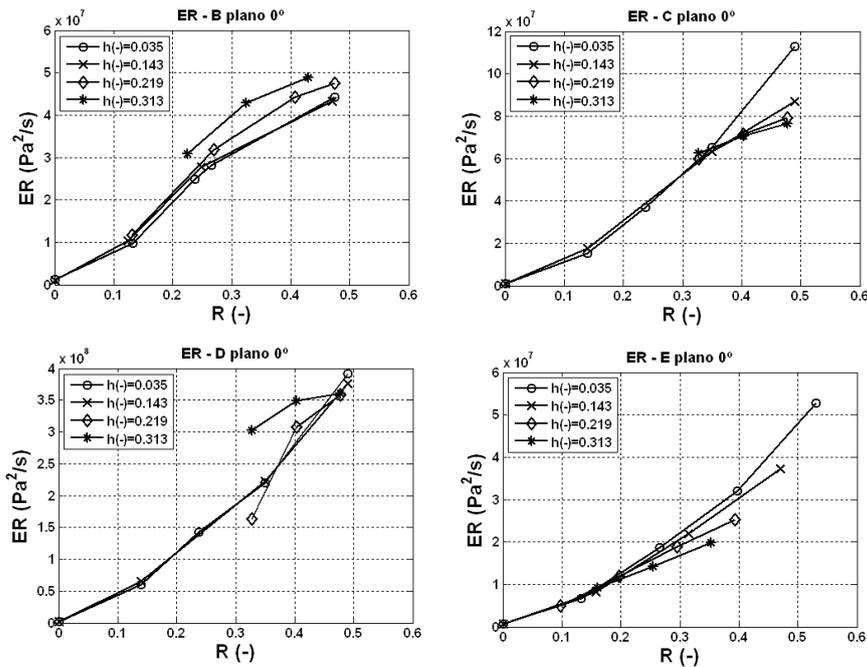


Figura 6.20: Evolución radial de la ER , a diferentes profundidades del bowl, para las cuatro geometrías de bowl estudiadas

En efecto, en esta figura se observa que las diferencias del nivel de resonancia entre geometrías son considerables cerca de la pared, pudiendo alcanzar una diferencia máxima de hasta el 800 % entre las geometrías “B” y “D”, debido a la influencia del diámetro y la altura del bowl. En concreto, un incremento del diámetro y/o una reducción de la altura causa un incremento de los niveles de resonancia.

Además, hay otros parámetros geométricos del bowl que influyen en los niveles máximos de ER . Uno de los parámetros más influyentes está asociado a la relación entre el diámetro y la profundidad del bowl (AR). Exceptuando el caso de la geometría “E”, que tiene una inclinación de sus paredes bastante más elevada que las demás geometrías, el nivel de ER aumenta de forma exponencial con el incremento de esta relación, tal y como se muestra en la figura 6.22. Otro parámetro a tomar en cuenta, aunque menos importante que AR , es la inclinación de las paredes del bowl, tal y como se muestra en la figura 6.23. Si comparamos las geometrías “C” y “E”, por tener similar AR , se observa una reducción de los niveles de ER al incrementar la inclinación de las paredes. No se deduce una clara influencia de la forma del fondo de la cámara de combustión, ni de ningún otro parámetro geométrico.

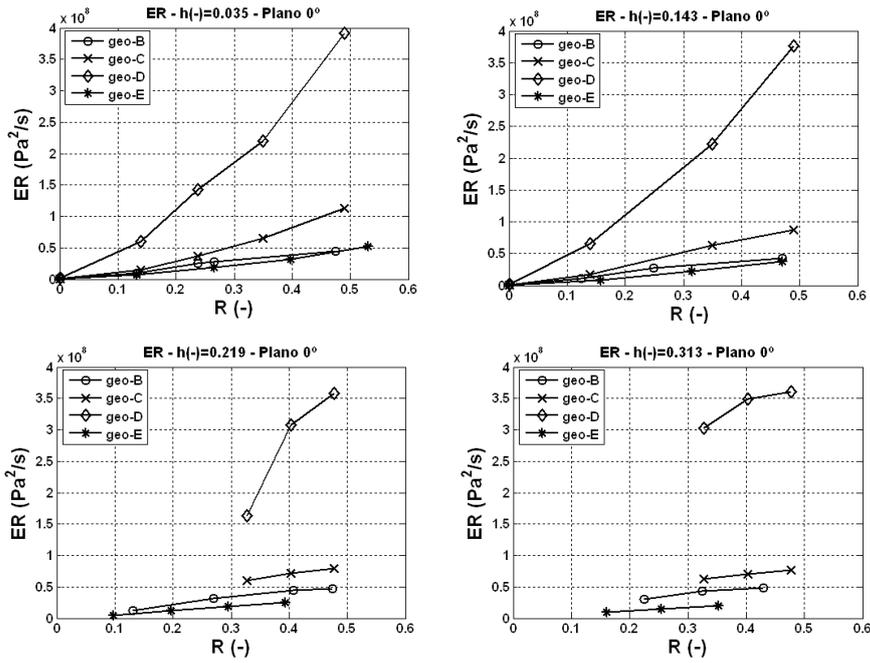


Figura 6.21: Influencia de la geometría del bowl sobre la evolución radial de la ER , para cuatro profundidades del bowl

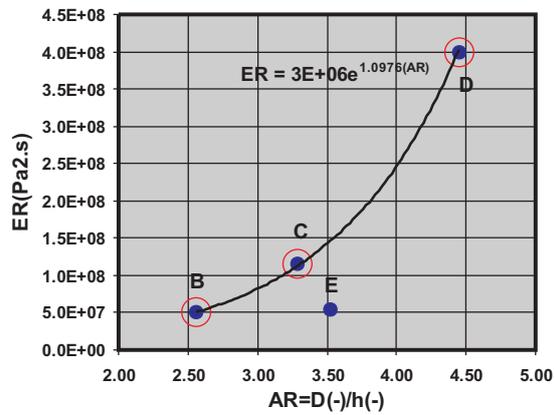


Figura 6.22: Influencia de la relación geométrica AR del bowl en los niveles de ER

Estos resultados son interesantes en el diseño actual de motores de baja relación de compresión, que basan esta reducción a partir de un incremento del volumen del bowl. Desde el punto de vista acústico sería beneficioso incrementar este volumen mediante un incremento de la altura del bowl, consiguiendo reducir los niveles de ER y mejorar la calidad acústica del motor.

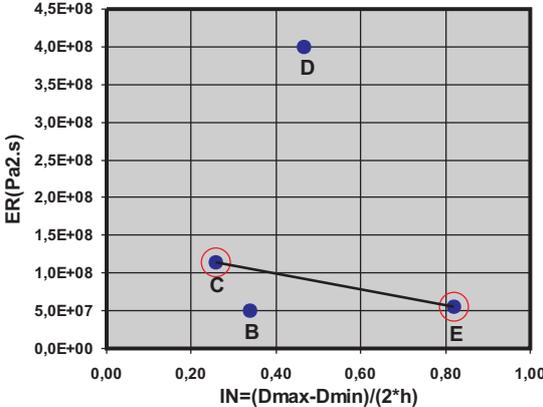


Figura 6.23: Influencia de la inclinación de las paredes del bowl en los niveles de ER

6.4. Resumen

En este capítulo se ha estudiado la influencia de los parámetros geométricos y de funcionamiento que condicionan las características de la resonancia de los gases en el interior de la cámara de combustión de motores Diesel de inyección directa. Dicho estudio se ha realizado mediante simulaciones CFD de los procesos de: compresión, simili-combustión y expansión, utilizando la metodología descrita en el capítulo 5.

En primer lugar se estudia la influencia de la preinyección, régimen y carga sobre el comportamiento del fenómeno de resonancia.

Por una parte, los resultados obtenidos muestran que la frecuencia de los modos de resonancia está asociada, además de al diámetro característico de la geometría, al nivel de temperatura en el que se desarrollan los mayores niveles de oscilación de presión. En general no se observan diferencias significativas en la frecuencia cuando se considera preinyección o al variar la carga. Sin embargo, cuando se incrementa el régimen, la frecuencia de los modos disminuye, ya que la temperatura en la que se producen las máximas amplitudes de oscilación es mayor a 1500 RPM que a 2850 RPM.

Por otro lado, con una estrategia de inyección múltiple se reducen los niveles máximos de ER , debido a la menor energía liberada durante la combustión premezclada, mientras que el aumento de la carga incrementa los niveles máximos de ER . En ambos estudios, los niveles máximos de ER están cerca de la pared del bowl y los mínimos en el centro.

Como ya se observó en el capítulo 4, el aumento del régimen de giro incrementa los niveles de ER en el centro del bowl, debido a la influencia del swirl sobre el tercer modo de oscilación.

Posteriormente, y sobre el mismo motor se efectúan cálculos con cuatro geometrías del bowl. Las simulaciones se realizan considerando en todos los casos la misma ley de liberación de calor y la misma relación de compresión.

Por una parte, en todas las geometrías, se confirma la presencia de dos picos dentro del rango de análisis. Ambos picos están influenciados por los diámetros del bowl y cilindro. Aunque resulta difícil identificar a que modo de oscilación corresponde cada pico, parece claro que lejos del PMS las frecuencias del primer y segundo pico se corresponden con el primer y tercer modo de oscilación cilíndrico respectivamente.

Por otro lado, el nivel de amplitud de ambos picos se reduce con el ángulo. Además, en casi todas las geometrías, la amplitud del primer pico es mayor que la amplitud del segundo pico, lo que indica la importancia de este primer pico en la energía total (ER).

El nivel de ER se incrementa con el radio en las cuatro geometrías, debido a la mayor influencia de los dos primeros modos cuyos máximos y mínimos se sitúan cerca de la pared; además, se confirma, como observado en el capítulo 4, la poca influencia de ubicar el monitor CFD a distintas profundidades del bowl. Esto indica que el registro experimental, ubicado a la mitad del radio del bowl, no registra el

máximo nivel de resonancia en el bowl, conclusión que se repite en todos los estudios paramétricos llevados a cabo en este capítulo.

Las diferencias de la ER entre las geometrías estudiadas están asociadas en gran parte a dos cotas geométricas del bowl: el diámetro y la profundidad del bowl, en concreto al cociente entre ellas denominado relación AR. Un incremento de esta relación causa un incremento de los niveles de resonancia y por tanto un empeoramiento en la calidad acústica del motor. Otro parámetro, aunque no tan influyente como la relación AR (relación diámetro / profundidad), está asociado con la inclinación de las paredes del bowl: un incremento de esta inclinación tiende a reducir los niveles de resonancia.

Capítulo 7

Conclusiones y desarrollos futuros

Índice

7.1. Conclusiones	191
7.2. Desarrollos futuros	193

7.1. Conclusiones

En este apartado se presentan las principales conclusiones obtenidas del trabajo realizado en esta tesis doctoral con el objetivo de estudiar el fenómeno de resonancia en motores Diesel de inyección directa. En primer lugar es importante resaltar las siguientes conclusiones generales:

- Por una parte, se ha utilizado una metodología basada en cálculos CFD sin movimiento de malla, es decir, considerando la cámara de combustión estática en el PMS, que ha permitido simular los efectos del autoencendido y que ha sido validada con el procedimiento teórico. Por otra parte, con el objetivo de simular los efectos del autoencendido y combustión y que incorpore el movimiento del pistón, se han realizado importantes modificaciones a esta metodología. Gracias a estas modificaciones, se ha podido validar el método CFD con el procedimiento experimental y se ha conseguido caracterizar, de forma detallada, el fenómeno de resonancia.
- En general, la validación de esta metodología CFD demuestra que es una herramienta fiable para el desarrollo de los objetivos planteados en cada capítulo de esta tesis doctoral.
- A partir de simulaciones sin movimiento de malla, se ha realizado un estudio de sensibilidad del fenómeno de resonancia frente a cambios en las condiciones de funcionamiento del motor y variaciones en la geometría del bowl. Fruto de este estudio, se han encontrado los factores funcionales del motor más representativos que influyen cualitativamente en el comportamiento de la resonancia.
- Finalmente, mediante los cálculos con movimiento del pistón, se han determinado, de forma cualitativa y cuantitativa, la influencia de los parámetros funcionales del motor más representativos sobre el comportamiento de la resonancia, lo que ha permitido completar el estudio.

Además, cabe resaltar las conclusiones particulares de cada uno de los estudios realizados.

En primer lugar, de los estudios realizados en las simulaciones sin movimiento del pistón, se pueden extraer las siguientes conclusiones:

- Los resultados de los cálculos CFD, obtenidos para una cámara de combustión de geometría cilíndrica, han demostrado tener una buena concordancia con el método teórico modal.
- Las condiciones de operación del motor, como el régimen, la carga o las condiciones de inyección, no reflejan influencia en la frecuencia de los modos de resonancia. Sin embargo, la amplitud de estos modos, que se evalúa a partir de la Energía de Resonancia (ER), se ve influenciada por el swirl a elevados regímenes de giro. Un aumento en el régimen provoca incrementos de la ER y un empeoramiento de la calidad acústica del motor.

- La geometría del bowl influye en el comportamiento del fenómeno de resonancia. Se determina la influencia de su diámetro máximo y de un diámetro característico sobre la frecuencia de los modos de oscilación de cada geometría. Se estima que un aumento del 30 % del diámetro característico provoca un incremento del 73 % en los niveles de resonancia. Esto significa que una disminución de la relación de compresión a partir de un aumento del diámetro del bowl provocaría niveles de amplitud más elevados y por consiguiente un empeoramiento de la calidad acústica del motor.

- El fenómeno de resonancia también es sensible a la ubicación y al número de autoencendidos. Por una parte, cambiar la ubicación del autoencendido de la mitad del bowl a cerca de la pared provoca un incremento del nivel de resonancia máxima de hasta el 30 %, lo que es perjudicial en la calidad acústica del motor. Por otra parte, aumentar el número de autoencendidos para un mismo nivel de carga del motor, por ejemplo a partir de un aumento del número de chorros de inyección, provoca una importante reducción en los niveles máximos de resonancia (de hasta el 82 % entre 2 y 5 autoencendidos), lo que es beneficioso para la calidad acústica del motor.

El procedimiento experimental permite describir la influencia del fenómeno de resonancia sobre la calidad acústica del motor, pero su utilidad se ve limitada debido a que la resonancia es un fenómeno temporal y espacial, y con un solo punto de monitorización no es posible conocer la totalidad del fenómeno, además del elevado coste que representa realizar los prototipos, el montaje y la medidas.

- Estas limitaciones experimentales se han solventado mediante el desarrollo de una novedosa metodología que, basada en cálculos CFD, permite simular los efectos de los procesos de autoencendido y combustión (simili-combustión) sin utilizar las ecuaciones que rigen el proceso reactivo de la combustión. Este paso se lleva a cabo mediante la utilización de términos fuente de energía y de especies, obtenidos con el tratamiento de datos experimentales y rutinas propias para estimar la cantidad de energía liberada, así como el tamaño, número y ubicación de las zonas CFD donde se libera esta energía.

- Los resultados obtenidos mediante este tipo de cálculos han demostrado tener una buena concordancia con los resultados experimentales para un motor Diesel de 1.6 l DI en cámara anecóica.

Del análisis de la resonancia en el cilindro durante los procesos de compresión, expansión y simili-combustión, se pueden remarcar las siguientes conclusiones:

- Se han encontrado diferencias en el comportamiento de la resonancia, en función de si el motor tiene o no inyección múltiple. Aunque la frecuencia de los modos de resonancia es similar, el nivel de resonancia de estos modos se incrementa en el caso de una sola inyección, debido al incremento de la energía liberada en la etapa de premezcla. En efecto, la presencia de la combustión

piloto incrementa la temperatura previa al inicio de la combustión principal, reduciendo con ello el retraso de esta segunda combustión, la cantidad de energía liberada durante la etapa de premezcla y la amplitud de la excitación. Esto resulta en una mejora en la calidad acústica del motor.

- Para bajos regímenes de giro, menores que 1500 RPM, el nivel de resonancia se incrementa con el radio del bowl. Sin embargo, para regímenes mayores, el nivel de resonancia se incrementa en el centro del bowl, debido al incremento de la amplitud del tercer modo, predominante a elevados regímenes de giro.

- En estos estudios paramétricos se ha observado que los niveles máximos de resonancia se registran cerca de la pared del bowl; excepto a alto régimen de giro, en el que estos niveles están ubicados en el centro del bowl. Esto indicaría que el registro experimental, ubicado a mitad del radio del bowl, no estaría registrando el máximo nivel de resonancia.

- En las cuatro geometrías estudiadas, se distingue la presencia de dos picos de resonancia. Cerca del PMS, las diferencias del coeficiente de Bessel, $(\alpha_{(m,n)})$, entre geometrías son mayores en ambos picos, debido a la influencia geométrica de los bowls. Sin embargo, lejos del PMS, estas diferencias se reducen, alcanzando coeficientes de Bessel coincidentes con el primer y tercer modo cilíndrico respectivamente, debido a la influencia del cilindro que es el mismo para todas las geometrías estudiadas.

- El nivel de amplitud de ambos picos se reduce con el ángulo. Además, en casi todas las geometrías, la amplitud del primer pico es mayor que la amplitud del segundo pico, lo que indica la importancia de este primer pico en la energía total de resonancia.

- Finalmente, en todas las geometrías, el nivel de resonancia se incrementa con el radio del bowl, debido a la influencia de los dos primeros modos cuyos niveles máximos y mínimos se sitúan cerca de la pared. Se ha observado que un incremento del cociente entre el diámetro y la profundidad del bowl (AR) provoca un aumento exponencial del nivel máximo de resonancia. Otro parámetro geométrico, aunque menos influyente que AR, está asociado con la inclinación de las paredes del bowl, un incremento de esta inclinación tiende a reducir los niveles de resonancia. Estos resultados son interesantes en el diseño actual de motores de baja relación de compresión, que basan esta reducción en un incremento del volumen del bowl. Desde el punto de vista acústico sería beneficioso incrementar este volumen mediante un incremento de la altura del bowl.

7.2. Desarrollos futuros

La metodología planteada en este trabajo, abre la puerta a diversas líneas futuras de investigación en cuanto a la mejora de la calidad acústica de un motor Diesel de inyección directa.

- Las validaciones de la metodología basada en cálculos CFD, tanto en cámaras de combustión sin movimiento del pistón, validada con el método teórico, como en cámaras de combustión con movimiento del pistón validada con los experimentos, muestran que el cálculo tridimensional es una herramienta útil en la resolución de este tipo de problemas. Sin embargo, es posible realizar algunas modificaciones con el fin de mejorar las predicciones de estos cálculos e independizarse de las medidas experimentales. Estas mejoras estarían basadas en conectar los resultados locales de especies, turbulencia, velocidad, presión y temperatura, con modelos empíricos o semiempíricos que permitan controlar localmente el momento y la cantidad de energía durante el autoencendido; o en simular por completo el proceso reactivo de la mezcla aire-combustible. También sería posible el estudio de diferentes estrategias de mallado que optimizarían los recursos de cálculo.

- Una posible continuación del trabajo de esta tesis, sería efectuar cálculos CFD con geometrías de bowl de diferentes diámetros y formas, divididas por familias asociadas a la relación AR y pendiente de la pared del bowl. De esta forma se podría implementar con una mayor generalidad el trabajo de esta tesis mediante la búsqueda de correlaciones que permitan predecir las frecuencias de los modos y el nivel de resonancia para cualquier tipo de geometría del bowl y para distintas condiciones de operación del motor.

- El objetivo de esta tesis se ha centrado en analizar el comportamiento del fenómeno de resonancia en el interior de motores Diesel de inyección directa, lo que resulta interesante en la mejora de la calidad acústica del motor. Sin embargo, la inclusión en la metodología de los fenómenos y parámetros de inyección sería beneficioso para mejorar la predicción de la energía liberada durante el autoencendido.

- Es posible utilizar la metodología planteada en este trabajo, para la resolución de problemas acústicos del motor, como, la transmisión de la resonancia a través del bloque, la simulación del autoencendido y la interacción fluido - estructura, mediante la inclusión del análisis por elementos finitos.

Apéndice A

Apéndice

Índice

A.1. Descripción de las instalaciones experimentales . . .	197
A.1.1. Descripción de la sala	197
A.1.2. Sistema de medida de la presión en el cilindro	198
A.1.3. Torso binaural	199
A.1.4. Calibración de los transductores de presión	199
A.2. Características del motor ensayado	201
A.3. Descripción de los ensayos	202
A.4. Programas desarrollados para el cálculo de la re-	
sonancia	202
A.4.1. Generación de autoencendidos	203
A.4.2. Control de términos fuente	208

Índice

A.1. Descripción de las instalaciones experimentales . . .	197
A.1.1. Descripción de la sala	197
A.1.2. Sistema de medida de la presión en el cilindro	198
A.1.3. Torso binaural	199
A.1.4. Calibración de los transductores de presión	199
A.2. Características del motor ensayado	201
A.3. Descripción de los ensayos	202
A.4. Programas desarrollados para el cálculo de la re-	
sonancia	202
A.4.1. Generación de autoencendidos	203
A.4.2. Control de términos fuente	208

A.1. Descripción de las instalaciones experimentales

En esta sección se presentan las características de la instalación experimental, en la que se describen la sala y los equipos de medida. Se describe también el tipo de motor ensayado, los puntos de funcionamiento medidos y los resultados obtenidos.

A.1.1. Descripción de la sala

La sala de ensayo utilizada para medir el ruido de combustión de los motores es una cámara anecóica. Se trata de una instalación cuya frecuencia de corte es de 100 Hz. Se ha construido según el principio Wedge y sus dimensiones internas, sin considerar el material absorbente, son de $9,5 \times 9$ m en planta y de 7,2 m de altura (figura A.1). Diseñada para absorber el sonido que incide sobre las paredes, el suelo y el techo, anulando los efectos de eco y reverberación del sonido. Las dimensiones de la sala permiten medir el ruido irradiado en campo libre por cualquier motor de automóvil, e incluso de vehículos más grandes.

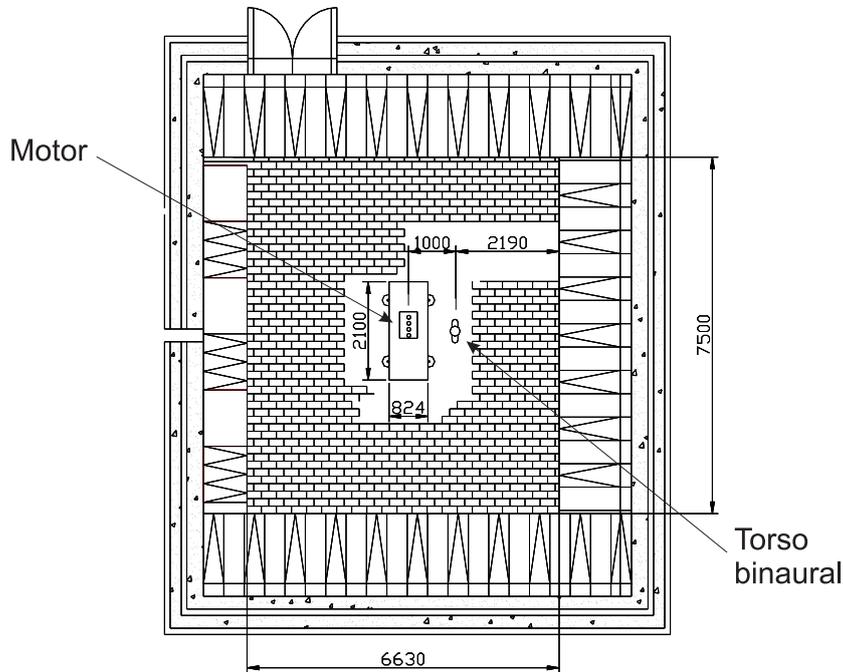


Figura A.1: Esquema de la cámara anecóica

Consta, básicamente, de cuñas de fibra de vidrio en todas las paredes y techo, y desmontable en una pared lateral, permitiendo la transformación de la sala en una

cámara semianecóica para medidas de ruido de escape. Las ondas de baja frecuencia no son absorbidas eficazmente por las cuñas, la frecuencia a la que la absorción de energía cae por debajo del 99 %, o a la reflexión de presión supera 10 % es conocida como el corte de baja frecuencia.

Todas las paredes están construidas de hormigón armado, formando una estructura que descansa sobre un recubrimiento hidrófobo (repelente al agua). De esta forma, se consigue aislar toda la estructura de las vibraciones producidas por el ruido externo. El suelo tiene una estructura de pilares y perfiles en acero que soportan un trámex permitiendo el acceso de personal y reforzado en una parte de la cámara para el desplazamiento de la bancada del motor.

La cámara anecóica tiene un sistema de ventilación eficiente para evitar cualquier perturbación en las medidas acústicas. La velocidad del aire en la cámara es limitada por el uso de conductos de gran sección, dos para la introducción del aire, y uno para su extracción. El sistema está controlado de forma automática por cuatro sensores de presión, cuatro sensores de temperatura y un sensor de monóxido de carbono que monitorizan constantemente la cámara.

Cada motor estudiado, se monta en el centro de la cámara anecóica y está directamente acoplado a un freno eléctrico de inducción, este freno está acústicamente aislado del motor por materiales de amortiguación acústica.

A.1.2. Sistema de medida de la presión en el cilindro

Para la medida de la presión en el cilindro se han elegido transductores de presión piezoeléctricos, este tipo de sensores aprovecha las propiedades eléctricas de cristales naturales que generan una carga eléctrica cuando están deformados. Por una parte, los sensores piezoeléctricos tienen algunos inconvenientes: Requieren un circuito de amplificación de carga, son muy vulnerables a choques y vibraciones, y son sensibles a parásitos eléctricos. Por otra parte, este tipo de sensores también tiene muchas ventajas como una excelente linealidad de la respuesta y un elevado rango dinámico, además los transductores de presión piezoeléctricos son reforzados y en función del material empleado son extremadamente estables a la temperatura. Por otro lado, gracias a su pequeño tamaño característico, estos sensores se puede montar a un adaptador que reproduce la forma de la bujía de precalentamiento del motor e instalar fácilmente en la cámara de combustión. Por estas razones los transductores de presión piezoeléctricos son comúnmente utilizados para la medida de la presión en el cilindro, aunque su uso es todavía limitado a aplicaciones en banco de ensayo debido a su elevado coste.

En nuestro caso se han elegido 4 transductores Kistler 6055 Bsp, cada uno de éstos se ha montado en un adaptador de bujía de precalentamiento e instalado en vez de las bujías de precalentamiento, lo que permite un acceso directo a la cámara de combustión. Los sensores piezoeléctricos están conectados al amplificador de carga Kistler 5011, de esta forma se obtiene una señal eléctrica con un nivel adecuado de voltaje e impedancia necesario en la conversión Analógica/digital (A/D). Los sensores

tienen una frecuencia natural alrededor de 130 kHz, fuera del rango de frecuencia de interés, y presentan una elevada sensibilidad necesaria para registrar señales dinámicas con un elevado contenido energético a bajas frecuencias, como la señal de la presión en el cilindro. Debido a la elevada sensibilidad de estos sensores a parásitos eléctricos, es esencial la elección adecuada de una conductividad y longitud de los cables conectados a los sensores y amplificadores para tener una medida fiable, así como una calibración precisa de los sensores.

A.1.3. Torso binaural

El torso binaural (ver figura A.2) se coloca a un metro del motor y a una altura de 1.2 m (ver figura A.3), del lado opuesto al escape y a la turbina y frente al cilindro 4, es decir lo más lejos posible del freno, como se ilustra en la figura A.3. Teniendo en cuenta que la distancia desde la base del apoyo de la cabeza artificial hasta los “canales auditivos”, en las que se encuentran los micrófonos, es de 450 mm, los micrófonos se ubican a 1650 mm del suelo. Además, para intentar percibir casi exclusivamente el ruido de combustión y evitar, en lo posible, contribuciones debidas a otras fuentes, se tapan, mediante espuma aislante todos los elementos auxiliares del motor que pueden radiar niveles de ruido significativos.



Figura A.2: Fotografía del equipo binaural

A.1.4. Calibración de los transductores de presión

Una calibración cuidadosa de los sensores de presión es esencial para asegurar que cualquier diferencia entre los registros de presión correspondientes a los distintos

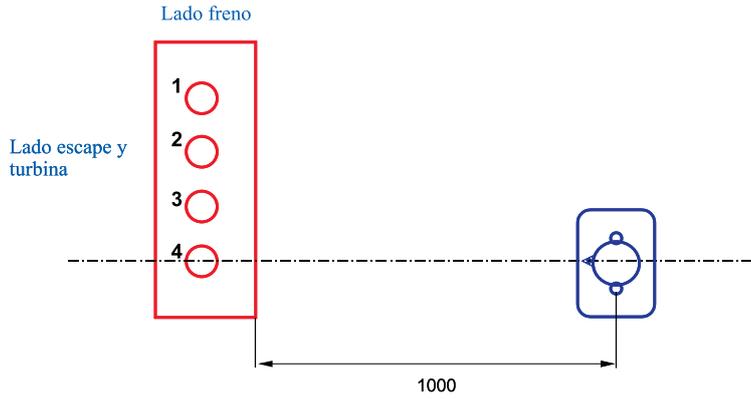


Figura A.3: Posición del torso binaural

transductores se deba a una diferencia en la señal de presión actual y no a una eventual discrepancia entre el comportamiento de los transductores.

Los sensores piezoeléctricos generan una carga eléctrica cuando están deformados, una característica natural del material del que están hechos. En el caso considerado, la variación de presión en cilindro es la causa de la generación de cargas eléctricas en la superficie del sensor. Aunque este tipo de sensores tiene una respuesta cuasi estacionaria y aproximadamente lineal, se debe rechazar la idea de realizar una calibración dinámica. En efecto, en este caso, sería necesario desarrollar una herramienta específica para simular las condiciones cambiantes de presión en cilindro, una tarea demasiado compleja y cara. Por tanto, se ha empleado un método tradicional [185] basado en la calibración cuasi estacionaria, mediante un equipo hidráulico de pesos muertos Hotek 9000 series.

Para simplificar el procedimiento y evitar errores debido a la incompatibilidad entre varios componentes del sistema medida, es conveniente calibrar al mismo tiempo toda la cadena de medida (transductor, cable y amplificador). El sistema de calibración está formado por un conjunto de pesos no magnéticos de acero inoxidable.

Por otro lado, una bomba de hélice genera una presión que empuja verticalmente el pistón hacia arriba. Cuando el sistema está equilibrado, se determina la presión en el circuito hidráulico mediante los pesos cargados en el pistón dividido por el área efectiva del pistón con correcciones del valor de aceleración debido a la gravedad, la flotabilidad en el aire y la tensión superficial. Junto con el equipo de pesos muertos se utiliza un osciloscopio digital para visualizar la señal obtenida por el conjunto transductor, cable y amplificador. La idea básica de este procedimiento es comparar la presión conocida, aplicada al transductor de presión, con la señal medida.

El primer paso de calibración consiste en poner los niveles del equipo de pesos muertos, del amplificador de carga y del osciloscopio digital a cero. Seguidamente, se fija constante el tiempo del amplificador, se ajustan el rango y otros parámetros

del amplificador y del canal del osciloscopio. Se llevan a cabo dos series de ensayos (subiendo y bajando los pesos). El rango de presión durante la calibración debe incluir los valores máximos de presión alcanzados en los cilindros del motor. En este estudio, se ha cubierto un rango de presión de 5 y 155 bar. A través de una interpolación lineal, para cada transductor de presión, se puede determinar el coeficiente de correlación entre la presión de referencia obtenida en el equipo y la presión medida en el osciloscopio. La figura A.4 muestra un ejemplo de calibración para dos transductores.

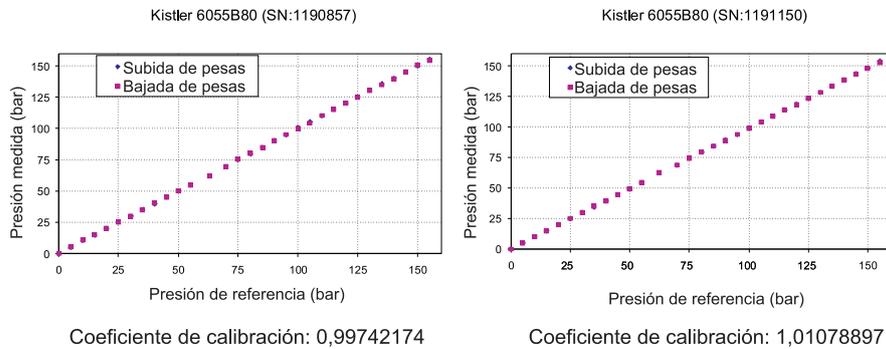


Figura A.4: Ejemplo de calibración de transductores

A.2. Características del motor ensayado

El motor estudiado es de encendido por compresión y de inyección directa, se trata de un motor de automoción de cuatro cilindros sobrealimentado y de cilindrada total de 1.6 litros, equipado con un sistema de inyección common rail y cuya geometría del bowl se muestra en la figura A.5.

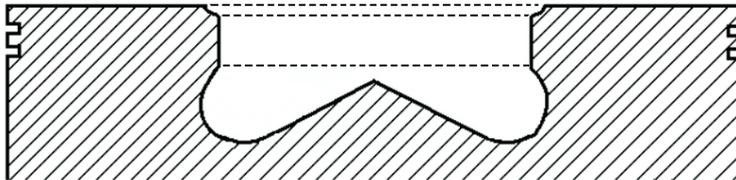


Figura A.5: Geometría del bowl del pistón del motor ensayado

A.3. Descripción de los ensayos

Los ensayos consistieron en la medida: del ruido radiado por el motor, de la presión instantánea en la cámara de combustión de los cuatro cilindros, de los parámetros termodinámicos (temperatura de agua y aceite) y de inyección del motor a los siguiente puntos de funcionamiento:

- Dos inyecciones, 1500 rpm y 37 Nm
- Una inyección, 1500 rpm y 37 Nm
- Dos inyecciones, 2850 rpm y 37 Nm
- Dos inyecciones, 1500 rpm y 151 Nm

El paso temporal de las medidas de la presión en el cilindro se considero constante, y no a ángulo constante como es más clásico en motores, porque lo que se pretendía llevar a cabo era un estudio acústico y el ruido es un fenómeno temporal. En efecto, de esta forma, se pudo realizar análisis espectrales de la presión en el cilindro, sólo definidos para señales medidas a intervalos temporales constantes.

La elección de la frecuencia de muestreo depende del ancho de banda del análisis. Como el rango de audición medido es hasta 16 kHz, según el criterio de Nyquist, conviene medir la presión en cilindro con una frecuencia de muestreo de $f_s > 2,56 * 16 = 41kHz$ para evitar "aliasing". Se utiliza entonces la frecuencia de muestreo mas elevada disponible en el registrador, equivalente a 50 kHz.

El número de ciclos medidos en cada ensayo es de 49. Simultáneamente se graban las señales de ruido que deben tener una duración de 10 segundos como mínimo, a fin de obtener un nivel de muestra que permita una correcta evaluación de los ruidos grabados.

Para cada ensayo, después de la medida realizada en condiciones normales de funcionamiento y grabada por los programas de control del motor y de la ECU, se procedió a la medida del mismo punto de funcionamiento en condiciones de pseudo-arrastré. Este ensayo consistió en eliminar la inyección y por tanto, la combustión en uno de los cilindros y en un ciclo de cada 12.

También, para cada ensayo, se escucha el ruido emitido por el motor y se anota una calificación (de 1 a 10) de forma ascendente con la mejor calidad acústica del motor.

A.4. Programas desarrollados para el cálculo de la resonancia

En esta sección se describen la rutina de pre-procesado para la generación de los autoencendidos y la rutina de control de inserción de fuentes en el cálculo CFD. Ambas rutinas son utilizadas como herramientas complementarias al cálculo CFD para la simulación de la resonancia en cámaras de combustión de motores Diesel.

A.4.1. Generación de autoencendidos

Este programa, elaborado en Matlab, tiene como objetivo generar la DFQL de cada autoencendido. A partir del procesado de la señal de presión en el cilindro con el sub-modelo ACT de Calmec, se obtiene la fase de premezcla del proceso de combustión. Esta fase se utiliza como dato inicial en este programa para la estimación de la DFQL de cada autoencendido. El programa está compuesto por los siguientes pasos:

- 1.- Lectura de la DFQL** original obtenida por el sub-modelo ACT. Definición del número de autoencendidos de acuerdo al número de toberas del inyector.
- 2.- Remuestreo de la DFQL en 1000 puntos**, con la finalidad de reducir la discretización temporal y con ello el error a la hora de estimar la energía de cada autoencendido.
- 3.- Generación de la DFQL inicial de cada autoencendido**, a partir de la DFQL en fase premezcla.
- 4.- Corrección de la DFQL aparente** en fase premezcla registrada por el captador experimental. Este desfase está asociado con los efectos de la velocidad del sonido y la posición de cada autoencendido respecto a la posición del captador experimental.
- 5.- Estimación de la energía de cada autoencendido**, basada en la DFQL en fase premezcla corregida y en el número de autoencendidos.
- 6.- Estimación de la DFQL de cada autoencendido**, a partir de la energía de cada autoencendido. Se asume que el inicio de un autoencendido ocurre cuando la DFQL del autoencendido anterior es máxima.

1.-Lectura de la DFQL

```
clear all  
a=importdata('prem1.dat');  
na=5 %número de autoencendidos
```

2.- Remuestreo de la DFQL en 1000 puntos

```
k=2;  
while a(k,2) == 0;  
    k=k+1;  
end  
t1=a(k,1);  
t2=a(length(a),1);  
NuPo=1000;
```

```

dt=(t2-t1)/NuPo;
dfqlfine(1,1)=t1;
for i=1:NuPo;
    dfqlfine(i+1,1)=t1+i*dt;
end
for i=1:NuPo;
    t=t1+i*dt;
    if t>a(length(a),1);
        break
    end
    k=1;
    while a(k,1) < t;
        k=k+1;
    end
    dE=(a(k,2)-a(k-1,2));
    Eat=a(k-1,2)+(t-a(k-1,1))*((dE)/(a(k,1)-a(k-1,1)));
    dfqlfine(i+1,2)=Eat;
end
Edfql=0;
for p=1:length(dfqlfine)-1
    Edfql=Edfql+((dfqlfine(p+1,2)+ dfqlfine(p,2))*(dfqlfine(p+1,1)-
dfqlfine(p,1)))/2;
end
3.- Generación de la DFQL inicial de cada autoencendido
u=length(dfqlfine);
linit=0;
b1=find(dfqlfine(:,2)==max(dfqlfine(:,2)));
j=0;
dfqlsim(:,1)=dfqlfine(1:b1,1);
dfqlsim(:,2)=dfqlfine(1:b1,2);
hold on; plot(dfqlsim(:,1),dfqlsim(:,2),'ko');

```

```

dif=dfqlsim(end,1)-dfqlsim(1,1)
d=length(dfqlsim);
for i=1:d-1;
    prem(i,1)=dfqlsim(end,1)+dt*i;
    prem(i,2)=dfqlsim(end-i,2);
end
plso(:,1)=[dfqlsim(:,1);prem(:,1)];
plso(:,2)=[dfqlsim(:,2);prem(:,2)];
hold on; plot(plso(:,1),plso(:,2),'ro');
Eplso=0;
for p=1:length(plso)-1
    Eplso=Eplso+((plso(p+1,2)+plso(p,2))*(plso(p+1,1)-plso(p,1)))/2;
end

```

4.- Corrección de la DFQL aparente

```

R=17/1000;
H=6/1000;
r=15/1000;
h=3/1000;
temp=importdata('temperaturaEnCamara.dat')
te=temp(find((temp(:,1)-a(1,1))==min((temp(:,1)-a(1,1))),2);
%posición de los autoencendidos "P" en coordenadas polares
for j=1:na
    P(j,1)=R;
    P(j,2)=H;
    P(j,3)=(j-1)*2*pi/na;
end
for k=0:2:round(360/na)
    for k2=1:na
        ag=k*pi/180;
        vel = (1,4 * 287 * te)0,5;
    end
end

```

```

        dis = ((P(k2,1)*cos(P(k2,3))-r*cos(ag))^2+(P(k2,1)*sin(P(k2,3))-
r * sin(ag))^2 + (H - h)^2)^(0,5);
        T(k/2 + 1, k2) = dis/vel;
    end
    T(k/2+1,k2+1)=max(T(k/2+1,:))-min(T(k/2+1,:));
end
des=[mean(T(:,k2+1)); min(T(:,k2+1)); max(T(:,k2+1))];
tprem=dfqlfine(end,1)-dfqlfine(1,1);
fc=(tprem-des(1,1))/tprem; %factor de reducción por desfase velocidad del so-
nido
clear a i
for i=1:length(dfqlfine)
    a(i,1)=dfqlfine(1,1)+(dfqlfine(i,1)-dfqlfine(1,1))*fc;
    a(i,2)=dfqlfine(i,2)/fc;
end
hold on;plot(a(:,1),a(:,2),'go');
Ea=0;
for p=1:length(plso)-1
    Ea=Ea+((a(p+1,2)+a(p,2))*(a(p+1,1)-a(p,1)))/2;
end

```

5.- Estimación de la energía de cada autoencendido

```

Ep=0;
tpso=(a(end,1)-a(1,1))/na;
ini=1;
for m=1:na
    fin=find(abs(a(:,1)-a(1,1)-tpso*m)==min(abs(a(:,1)-a(1,1)-tpso*m)));
    for p=ini:fin-1;
        Ep=Ep+((a(p+1,2)+a(p,2))*(a(p+1,1)-a(p,1)))/2;
    end
    Eps(m,1)=Ep;
    Eps(m,2)=ini;
    if m>1

```

```

    Eps(m,2)=round((ini-length(a))/(na*2));
end
ini=fin;
Ep=0;
end
Etp=sum(Eps(:,1))
6.- Estimación de la DFQL de cada autoencendido
for h=1:na
    fid=fopen(['plso' num2str(h) '.dat'],'w');
    if h>1 & h<na
        fcp=2/na;
        for i=1:length(plso)
            plsost=plso(Eps(h,2),1)+(plso(i,1)-plso(1,1))*fcp;
            plsosi=plso(i,2)/fcp*(Eps(h,1)/Etp);
            fprintf(fid,' %6.6f %6.6f\n',plsost,plsosi);
            ll(i,1)=plsost;
            ll(i,2)=plsosi;
        end
    else
        fcp=1.5/na;
        for i=1:length(plso)
            plsost=plso(Eps(h,2),1)+(plso(i,1)-plso(1,1))*fcp;
            plsosi=plso(i,2)/fcp*(Eps(h,1)/Etp);
            fprintf(fid,' %6.6f %6.6f\n',plsost,plsosi);
            ll(i,1)=plsost;
            ll(i,2)=plsosi;
        end
    end
end
hold on;plot(ll(:,1),ll(:,2),'ko');
fclose all;
end

```

A.4.2. Control de términos fuente

Este programa, elaborado en C++, tiene como objetivo controlar la cantidad y el inicio de cada termino fuente en los cálculos CFD. El programa incluye los siguientes pasos:

1.- Definición de las condiciones cinemáticas del motor a simular: longitud de biela, radio de giro del cigüeñal, volumen muerto, area del pistón, regimen de giro, desfase temporal entre el inicio de la combustión y el cierre de la válvula de admisión.

2.- Definición de variables a utilizar en la UDF.

3.- Asignación de ficheros fuente en las variables definidas en el punto anterior. Estos ficheros están asociados a la DFQL de los autoencendidos, la DFQL en fase difusiva y a la masa total.

4.- Introducción de las fuentes de energía (A) y de masa total (B) en los cálculos CFD, mediante interpolación temporal de cada fuente de acuerdo al paso temporal de la simulación CFD. Estas fuentes están asociadas a la DFQL de cada autoencendido, DFQL en fase difusiva y masa total.

5.- Introducción de las fuentes másicas de aire y combustible, a partir de curvas de regresión basadas en los datos obtenidos por Calmec.

1.-Definición de las condiciones cinemáticas del motor

```
#include "udf.h"
# define R 44e-03
#define L 0.1372
#define vcc 1.915781e-05
#define vm 3.976078202e-6
#define pi 3.14159265359
#define A  $pi * 0,075 * 0,075 / 4$ 
#define n 1500
#define offsettime 0,014613
```

2.-Definición de variables

```
float lastir=1.0;
float ppi1=1.0;
float ppi2=1.0;
float ppi3=1.0;
```

```
float ppi4=1.0;
float ppric1=1.0;
float ppric2=1.0;
float ppric3=1.0;
float ppric4=1.0;
float masa1[47];
float masa2[47];
float resto1[267];
float resto2[267];
float pulsopilo11[50];
float pulsopilo12[50];
float pulsopilo21[50];
float pulsopilo22[50];
float pulsopilo31[50];
float pulsopilo32[50];
float pulsopilo41[50];
float pulsopilo42[50];
float pulsoprinc11[37];
float pulsoprinc12[37];
float pulsoprinc21[37];
float pulsoprinc22[37];
float pulsoprinc31[37];
float pulsoprinc32[37];
float pulsoprinc41[37];
float pulsoprinc42[37];
float lastim=1.0;
```

3.-Asignación de ficheros fuente

```
DEFINE ON DEMAND(loadfiles)
{
int i,j;
float s1,s2;
```

```

FILE *fich;
const char *filename;
fich=fopen("t1dfqMtcorregida.dat", "r");
for(i=1;i≤47;i++)
    "{"
fscanf(fich, "%f, %f", &s1, &s2);
masa1[i]=s1;
masa2[i]=s2;
}
printf("\n t1dfqMtcorregida.dat —loaded \n");
fclose(fich);
fich=fopen("difusion.dat", "r");
for(i=1;i≤267;i++)
    "{
fscanf(fich, "%f, %f", &s1, &s2);
resto1[i]=s1;
resto2[i]=s2;
}
printf("\n difusion.dat —loaded \n");
fclose(fich);
fich=fopen("pulsopilo1.dat", "r");
for(i=1;i≤50;i++)
    {
fscanf(fich, "%f, %f", &s1, &s2);
pulsopilo11[i]=s1;
pulsopilo12[i]=s2;
}
printf("\n pulsopilo1.dat —loaded \n");
fclose(fich);
fich=fopen("pulsopilo2.dat", "r");
for(i=1;i≤50;i++)

```

```

{
fscanf(fich, "%f, %f", &s1, &s2);
pulsopilo21[i]=s1;
pulsopilo22[i]=s2;
}
printf("\n pulsopilo21 = %f\n", 1000*pulsopilo21[49]);
printf("\n pulsopilo22 = %f\n", 1000*pulsopilo22[49]);
printf("\n pulsopilo2.dat —loaded\n");
fclose(fich);
fich=fopen("pulsopilo3.dat", "r");
for(i=1; i≤50; i++)
{
fscanf(fich, "%f, %f", &s1, &s2);
pulsopilo31[i]=s1;
pulsopilo32[i]=s2;
}
printf("\n pulsopilo31 = %f\n", 1000*pulsopilo31[49]);
printf("\n pulsopilo32 = %f\n", 1000*pulsopilo32[49]);
printf("\n pulsopilo3.dat —loaded\n");
fclose(fich);
fich=fopen("pulsopilo4.dat", "r");
for(i=1; i≤50; i++)
{
fscanf(fich, "%f, %f", &s1, &s2);
pulsopilo41[i]=s1;
pulsopilo42[i]=s2;
}
printf("\n pulsopilo41 = %f\n", 1000*pulsopilo41[49]);
printf("\n pulsopilo42 = %f\n", 1000*pulsopilo42[49]);
printf("\n pulsopilo4.dat —loaded\n");
fclose(fich);

```

```

fich=fopen("pulsoprinc1.dat","r");
for(i=1;i≤37;i++)
{
fscanf(fich,"%f,%f",&s1,&s2);
pulsoprinc11[i]=s1;
pulsoprinc12[i]=s2;
}
printf("\n pulsoprinc11 = %f\n",1000*pulsoprinc11[36]);
printf("\n pulsoprinc12 = %f\n",1000*pulsoprinc12[36]);
printf("\n pulsoprinc1.dat —loaded\n");
fclose(fich);
fich=fopen("pulsoprinc2.dat","r");
for(i=1;i≤37;i++)
{
fscanf(fich,"%f,%f",&s1,&s2);
pulsoprinc21[i]=s1;
pulsoprinc22[i]=s2;
}
printf("\n pulsoprinc21 = %f\n",1000*pulsoprinc21[36]);
printf("\n pulsoprinc22 = %f\n",1000*pulsoprinc22[36]);
printf("\n pulsoprinc2.dat —loaded\n");
fclose(fich);
fich=fopen("pulsoprinc3.dat","r");
for(i=1;i≤37;i++)
{
fscanf(fich,"%f,%f",&s1,&s2);
pulsoprinc31[i]=s1;
pulsoprinc32[i]=s2;

}
printf("\n pulsoprinc31 = %f\n",1000*pulsoprinc31[36]);

```

```

printf("\n pulsoprinc32 = %f\n",1000*pulsoprinc32[36]);
printf("\n pulsoprinc3.dat —loaded\n");
fclose(fich);
fich=fopen("pulsoprinc4.dat", "r");
for(i=1;i≤37;i++)
{
fscanf(fich, "%f, %f", &s1, &s2);
pulsoprinc41[i]=s1;
pulsoprinc42[i]=s2;
}
printf("\n pulsoprinc41 = %f\n",1000*pulsoprinc41[36]);
printf("\n pulsoprinc42 = %f\n",1000*pulsoprinc42[36]);
printf("\n pulsoprinc4.dat —loaded\n");
fclose(fich);
}

```

4.A.-Introducción de las fuentes de energía

```

DEFINE SOURCE(difusion,c,t,dS,eqn)
{
real source;
int i;
real tm=RPGetReal("flow-time");
real tm2 = tm + offsetime;
real af = (tm2 * (n * 360/60) - 155,7);
real afr = af * 2 * pi/360;
real ts1 = pow((1/(L * L)) - sin(afr) * sin(afr), 0,5);
real volumen = vcc + vm + A * R * (1 + (1/L) - (cos(afr) + ts1)) - (8680 * 1e - 9);
source=0.0;
if((tm2 > resto1[1]) & (tm2 ≤ resto1[267]))
{
i=(int)(lastir);
while(i≤266)

```

```

{
if((tm2 ≤ resto1[i])&(tm2 ≤ resto1[i + 1]))
{
source = (n * 360/60) * 1 * (resto2[i] + (((resto2[i + 1] - resto2[i])/(resto1[i +
1] - resto1[i])) * (tm2 - resto1[i]))) / volumen;
lastir=i;
i=1000;//go out of the loop
}
i=i+1;
}
}
dS[eqn]=0.0;
return source;
}
DEFINE SOURCE(pulsopilo1,c,t,dS,eqn)
{
real source;
int i;
real tm=RPGetReal("flow-time");
real tm2=tm+offsetime;
real af=(tm2*(n*360/60)-155.7);
real afr=af*2*pi/360;
real ts1=pow((1/(L*L))-sin(afr)*sin(afr),0.5);
real volumen=2*238*1e-9;
source=0.0;
if((tm2 > pulsopilo11[1])&(tm2 ≤ pulsopilo11[50]))
{
i=(int)(ppi1);
while(i≤49)
{
if((tm2 ≥ pulsopilo11[i])&(tm2 ≤ pulsopilo11[i + 1]))

```

```

{
source = (n*360/60)*1*(pulsopilo12[i]+(((pulsopilo12[i+1]-pulsopilo12[i])
/(pulsopilo11[i+1]-pulsopilo11[i]))*(tm2-pulsopilo11[i])))/volumen;
ppi1=i;
i=1000;//go out of the loop
}
i=i+1;
}
}
dS[eqn]=0.0;
return source;
}
DEFINE SOURCE(pulsopilo2,c,t,dS,eqn)
{
real source;
int i;
real tm=RPGetReal("flow-time");
real tm2 = tm + offsettempo;
real af = (tm2 * (n * 360/60) - 155,7);
real afr = af * 2 * pi/360;
real ts1 = pow((1/(L * L)) - sin(afr) * sin(afr), 0,5);
real volumen = 2 * 476 * 1e - 9;
source=0.0;
if((tm2 > pulsopilo21[1])&(tm2 ≤ pulsopilo21[50]))
{
i=(int)(ppi2);
while(i≤49)
{
if((tm2 ≥ pulsopilo21[i])&(tm2 ≤ pulsopilo21[i+1]))
{
source = (n*360/60)*1*(pulsopilo22[i]+(((pulsopilo22[i+1]-pulsopilo22[i])

```

```

/(pulsopilo21[i + 1] - pulsopilo21[i]) * (tm2 - pulsopilo21[i]))/volumen;
ppi2=i;
i=1000;//go out of the loop
}
i=i+1;
}
}
dS[eqn]=0.0;
return source;
}
DEFINE SOURCE(pulsopilo3,c,t,dS,eqn)
{
real source;
int i;
real tm=RPGetReal("flow-time");
real tm2 = tm + offsettempo;
real af = (tm2 * (n * 360/60) - 155,7);
real afr = af * 2 * pi/360;
real ts1 = pow((1/(L * L)) - sin(afr) * sin(afr), 0,5);
real volumen = 2 * 476 * 1e - 9;
source=0.0;
if((tm2 > pulsopilo31[1])&(tm2 ≤ pulsopilo31[50]))
{
i=(int)(ppi3);
while(i≤49)
{
if((tm2 ≥ pulsopilo31[i])&(tm2 ≤ pulsopilo31[i + 1]))
{
source = (n*360/60)*1*(pulsopilo32[i] + (((pulsopilo32[i + 1] - pulsopilo32[i])
/(pulsopilo31[i + 1] - pulsopilo31[i]) * (tm2 - pulsopilo31[i])))/volumen;
ppi3=i;

```

```

i=1000;//go out of the loop
}
i=i+1;
}
}
dS[eqn]=0.0;
return source;
}
DEFINE SOURCE(pulsopilo4,c,t,dS,eqn)
{
real source;
int i;
real tm=RPGetReal("flow-time");
real tm2 = tm + offsettempo;
real af = (tm2 * (n * 360/60) - 155,7);
real afr = af * 2 * pi/360;
real ts1 = pow((1/(L * L)) - sin(afr) * sin(afr), 0,5);
real volumen = 2 * 238 * 1e - 9;
source=0.0;
if((tm2 > pulsopilo41[1])&(tm2 ≤ pulsopilo41[50]))
{
i=(int)(ppi4);
while(i≤49)
{
if((tm2 ≥ pulsopilo41[i])&(tm2 ≤ pulsopilo41[i + 1]))
{
source = (n*360/60)*1*(pulsopilo42[i] + (((pulsopilo42[i + 1] - pulsopilo42[i])
/(pulsopilo41[i + 1] - pulsopilo41[i])) * (tm2 - pulsopilo41[i]))) / volumen;
ppi4=i;
i=1000;//go out of the loop
}
}
}
}

```

```

i=i+1;
}
}
dS[eqn]=0.0;
return source;
}
DEFINE SOURCE(pulsoprinc1,c,t,dS,eqn)
{
real source;
int i;
real tm=RPGetReal("flow-time");
real tm2 = tm + offsettempo;
real af = (tm2 * (n * 360/60) - 155,7);
real afr = af * 2 * pi/360;
real ts1 = pow((1/(L * L)) - sin(afr) * sin(afr), 0,5);
real volumen = 2 * 485 * 1e - 9;
source=0.0;
if((tm2 > pulsoprinc11[1])&(tm2 ≤ pulsoprinc11[37]))
{
i=(int)(ppric1);
while(i≤36)
{
if((tm2 ≥ pulsoprinc11[i])&(tm2 ≤ pulsoprinc11[i + 1]))
{
source = (n * 360/60) * 1 * (pulsoprinc12[i] + (((pulsoprinc12[i + 1] -
pulsoprinc12[i])/(pulsoprinc11[i+1]-pulsoprinc11[i]))*(tm2-pulsoprinc11[i])))
/volumen;
ppric1=i;
i=1000;//go out of the loop
}
}
i=i+1;

```

```

}
}
dS[eqn]=0.0;
return source;
}
DEFINE SOURCE(pulsoprinc2,c,t,dS,eqn)
{
real source;
int i;
real tm=RPGetReal("flow-time");
real tm2 = tm + offsettempo;
real af = (tm2 * (n * 360/60) - 155,7);
real afr = af * 2 * pi/360;
real ts1 = pow((1/(L * L)) - sin(afr) * sin(afr), 0,5);
real volumen = 2 * 970 * 1e - 9;
source=0.0;
if((tm2 > pulsoprinc21[1])&(tm2 ≤ pulsoprinc21[37]))
{
i=(int)(ppric2);
while(i≤36)
{
if((tm2 ≥ pulsoprinc21[i])&(tm2 ≤ pulsoprinc21[i + 1]))
{
source = (n * 360/60) * 1 * (pulsoprinc22[i] + (((pulsoprinc22[i + 1] -
pulsoprinc22[i])/(pulsoprinc21[i+1]-pulsoprinc21[i]))*(tm2-pulsoprinc21[i])))
/volumen;
ppric2=i;
i=1000;//go out of the loop
}
i=i+1;
}
}
}

```

```

}
dS[eqn]=0.0;
return source;
}
DEFINE SOURCE(pulsoprinc3,c,t,dS,eqn)
{
real source;
int i;
real tm=RPGetReal("flow-time");
real tm2 = tm + offsettempo;
real af = (tm2 * (n * 360/60) - 155,7);
real afr = af * 2 * pi/360;
real ts1 = pow((1/(L * L)) - sin(afr) * sin(afr), 0,5);
real volumen = 2 * 970 * 1e - 9;
source=0.0;
if((tm2 > pulsoprinc31[1])&(tm2 ≤ pulsoprinc31[37]))
{
i=(int)(ppric3);
while(i≤36)
{
if((tm2 ≥ pulsoprinc31[i])&(tm2 ≤ pulsoprinc31[i + 1]))
{
source = (n * 360/60) * 1 * (pulsoprinc32[i] + (((pulsoprinc32[i + 1] -
pulsoprinc32[i])/(pulsoprinc31[i+1] - pulsoprinc31[i]))*(tm2 - pulsoprinc31[i])))
/volumen;
ppric3=i;
i=1000;//go out of the loop
}
i=i+1;
}
}
}
}

```

```

dS[eqn]=0.0;
return source;
}
DEFINE SOURCE(pulsoprinc4,c,t,dS,eqn)
{
real source;
int i;
real tm=RPGetReal("flow-time");
real tm2 = tm + offsettempo;
real af = (tm2 * (n * 360/60) - 155,7);
real afr = af * 2 * pi/360;
real ts1 = pow((1/(L * L)) - sin(afr) * sin(afr), 0,5);
real volumen = 2 * 485 * 1e - 9;
source=0.0;
if((tm2 > pulsoprinc41[1])&(tm2 ≤ pulsoprinc41[37]))
{
i=(int)(ppric4);
while(i≤36)
{
if((tm2 ≥ pulsoprinc41[i])&(tm2 ≤ pulsoprinc41[i + 1]))
{
source = (n * 360/60) * 1 * (pulsoprinc42[i] + (((pulsoprinc42[i + 1] -
pulsoprinc42[i])/(pulsoprinc41[i+1] - pulsoprinc41[i]))*(tm2 - pulsoprinc41[i])))
/volumen;
ppric4=i;
i=1000;//go out of the loop
}
i=i+1;
}
}
dS[eqn]=0.0;

```

```

return source;
}
4.B.-Introducción de la fuente de masa total
DEFINE SOURCE(dfqMtcorregida,c,t,dS,eqn)
{
real source;
int i=0;
real tm=RPGetReal("flow-time");
real tm2 = tm + offsettiempo;
real af = (tm2 * (n * 360/60) - 155,7);
real afr = af * 2 * pi/360;
real ts1 = pow((1/(L * L)) - sin(afr) * sin(afr), 0,5);
real volumen = vcc + vm + A * R * (1 + (1/L) - (cos(afr) + ts1));
source=0.0;
if((tm2 > masa1[1])&( tm2 ≤ masa1[47]))
{
i=(int)(lastim);
while(i≤46)
{
if((tm2 ≥ masa1[i])&( tm2 ≤ masa1[i + 1]))
{
source = (masa2[i] + (((masa2[i + 1] - masa2[i])/(masa1[i + 1] -
masa1[i])) * (tm2 - masa1[i])))/volumen;
lastim=i;
i=1000;//go out of the loop
}
i=i+1;
}
}
dS[eqn]=0.0;
return source;

```

```
}
```

5.-Introducción de las fuentes másicas

```
DEFINE SOURCE(dfqa,c,t,dS,eqn)
{
real source;
real tm=RPGetReal("flow-time");
real tm2 = tm + offsettiempo;
real af = (tm2 * (n * 360/60) - 155,7);
real afr = af * 2 * pi/360;
real ts1 = pow((1/(L * L)) - sin(afr) * sin(afr), 0,5);
real volumen = vcc + vm + A * R * (1 + (1/L) - (cos(afr) + ts1));
source=0.0;
if((0,01454 ≤ tm2)&(tm2 ≤ 0,02564))
{
if((0,01454 ≤ tm2)&(tm2 ≤ 0,0154))
{
source = -3897,1465 * tm2 * tm2 + 111,329625 * tm2 - 0,794831;
}
if((0,0154 ≤ tm2)&(tm2 ≤ 0,0158))
{
source = -23150,0 * tm2 * tm2 + 698,761718 * tm2 - 5,2751953;
}
if((0,0158 ≤ tm2)&(tm2 ≤ 0,01594))
{
source = -227,21428 * tm2 + 3,57597571;
}
if((0,01594 ≤ tm2)&(tm2 ≤ 0,01598))
{
source = -62,75 * tm2 + 0,954415;
}
if((0,01598 ≤ tm2)&(tm2 ≤ 0,01602))
```

```

{
source = 32,5 * tm2 - 0,56768;
}
if((0,01602 ≤ tm2)&(tm2 ≤ 0,01624))
{
source = 123,681818 * tm2 - 2,0284127;
}
if((0,01624 ≤ tm2)&(tm2 ≤ 0,0166))
{
source = -48094,615 * tm2 * tm2 + 1622,13076 * tm2 - 13,679923;
}
if((0,0166 ≤ tm2)&(tm2 ≤ 0,01752))
{
source = -6731,5401 * tm2 * tm2 + 234,421349 * tm2 - 2,0415891;
}
if((0,01752 ≤ tm2)&(tm2 ≤ 0,0176))
{
source = 203,075 * tm2 - 3,55865;
}
if((0,0176 ≤ tm2)&(tm2 ≤ 0,01764))
{
source = -23,25 * tm2 + 0,42467;
}
if((0,01764 ≤ tm2)&(tm2 ≤ 0,01794))
{
source=-508.8*tm2+8.989772;
}
if((0,01794 ≤ tm2)&(tm2 ≤ 0,01796))
{
source = -40,0 * tm2 + 0,5795;
}
}

```

```

if((0,01796 ≤ tm2)&(tm2 ≤ 0,01798))
{
source = 85,0 * tm2 - 1,6655;
}
if((0,01798 ≤ tm2)&(tm2 ≤ 0,01852))
{
source = 168,333333 * tm2 - 3,1638333;
}
if((0,01852 ≤ tm2)&(tm2 ≤ 0,01966))
{
source = 31,3771929 * tm2 - 0,6274056;
}
if((0,01966 ≤ tm2)&(tm2 ≤ 0,02564))
{
source = -330,37439 * tm2 * tm2 + 16,726131 * tm2 - 0,2116708;
}
source = source/volumen;
}
dS[eqn]=0.0;
return source;
}
DEFINE SOURCE(dfqf,c,t,dS,eqn)
{
real source;
real tm=RPGetReal("flow-time");
real tm2 = tm + offsettempo;
real af = (tm2 * (n * 360/60) - 155,7);
real afr = af * 2 * pi/360;
real ts1 = pow((1/(L * L)) - sin(afr) * sin(afr), 0,5);
real volumen = vcc + vm + A * R * (1 + (1/L) - (cos(afr) + ts1));
source = 0,0;
}

```

```

if((0,01492 ≤ tm2)&(tm2 ≤ 0,0212))
{
if((0,01492 ≤ tm2)&(tm2 ≤ 0,01502))
{
source = 137,8 * tm2 - 2,055976;
}
if((0,01502 ≤ tm2)&(tm2 ≤ 0,01504))
{
source = 9,0 * tm2 - 0,1214;
}
if((0,01504 ≤ tm2)&(tm2 ≤ 0,0152))
{
source = -86,95 * tm2 + 1,321312;
}
if((0,0152 ≤ tm2)&(tm2 ≤ 0,0158))
{
source = -3391,8142 * tm2 * tm2 + 103,525267 * tm2 - 0,7898911;
}
if((0,0158 ≤ tm2)&(tm2 ≤ 0,01598))
{
source = -13,188888 * tm2 + 0,20745644;
}
if((0,01598 ≤ tm2)&(tm2 ≤ 0,0166))
{
source = -6611,8887 * tm2 * tm2 + 220,344684 * tm2 - 1,8360382;
}
if((0,0166 ≤ tm2)&(tm2 ≤ 0,01752))
{
source = -525,86992 * tm2 * tm2 + 18,2644972 * tm2 - 0,1585793;
}
if((0,01752 ≤ tm2)&(tm2 ≤ 0,01758))

```

```

{
source = 13,35 * tm2 - 0,233892;
}
if((0,01758 ≤ tm2)&(tm2 ≤ 0,01774))
{
source = 85,49375 * tm2 - 1,5021791;
}
if((0,01774 ≤ tm2)&(tm2 ≤ 0,01776))
{
source = 12,0 * tm2 - 0,1984;
}
if((0,01776 ≤ tm2)&(tm2 ≤ 0,01778))
{
source = -7,0 * tm2 + 0,13904;
}
if((0,01778 ≤ tm2)&(tm2 ≤ 0,018))
{
source = -42,331818 * tm2 + 0,76723972;
}
if((0,018 ≤ tm2)&(tm2 ≤ 0,01814))
{
source = -80,707142 * tm2 + 1,45799557;
}
if((0,01814 ≤ tm2)&(tm2 ≤ 0,01816))
{
source = -21,55 * tm2 + 0,384885;
}
if((0,01816 ≤ tm2)&(tm2 ≤ 0,01824))
{
source = -2,4375 * tm2 + 0,037802;
}
}

```

```

if((0,01824 ≤ tm2)&(tm2 ≤ 0,01826))
{
source = 1,7 * tm2 - 0,037666;
}
if((0,01826 ≤ tm2)&(tm2 ≤ 0,0183))
{
source = 7,325 * tm2 - 0,1403785;
}
if((0,0183 ≤ tm2)&(tm2 ≤ 0,01846))
{
source = 17,575 * tm2 - 0,3279535;
}
if((0,01846 ≤ tm2)&(tm2 ≤ 0,01984))
{
source = -664,6456 * tm2 * tm2 + 27,5846315 * tm2 - 0,2861043;
}
if((0,01984 ≤ tm2)&(tm2 ≤ 0,0212))
{
source = 0,32867647 * tm2 - 6,967e - 3;
}
source = source/volumen;
}
dS[eqn]=0.0;
return source;
}

```

Apéndice B

Bibliografía

Bibliografía

- [1] AMAGAI, K.; MARUYAMA, Y.; SAITO, M.; ARAI, M. (2003)
Spray-to-Spray Interactions after Wall Impingement
SAE Paper 20030241
- [2] ANDERTON, D. (1979)
Relation between combustion system and noise
SAE Paper 790270
- [3] ALBERS, P. and BRANDL, F.K. (1994)
Vehicle noise reduction strategies
Proceedings of SOBRAC Congress
- [4] ALT, N.W.; NEHL, J.; HEUER, S.A. and SCHLITZER, M.W. (2003)
Prediction of combustion process induced vehicle interior noise
SAE Paper 2003-01-1435
- [5] ALT, N.W.; WIEHAGEN, N.; STEFFENS, C. and HEUER, S.A. (2001)
Comprehensive combustion noise optimisation
SAE Paper 2001-01-1510
- [6] ANDERTON, D. (1990)
Basic Origins of automotive engine noise
Course Notes, ISVR
- [7] AOICHI, A. and HERRMANN, M. (1989)
Diesel engine noise and internal excitation mechanisms
Proceedings of I. Mech. E. Conference **173**(19), London
- [8] AOYAMA, T.; INAGAKI, M.; MORI, N.; IKEURA, O. and YAMAMOTO, K. (2000)
Analysis of main bearing force and cylinder block vibration related to engine air borne noise
JSAE Paper 20004145
- [9] Armas O. (1998)
Diagnóstico experimental del proceso de combustión en motores Diesel de inyección directa
Doctoral thesis of the Universidad Politécnica de Valencia

- [10] ARRÈGLE J., LOPEZ, J. J. MARTIN, J. MOCHOLÍ, E. (2006)
Development of a mixing and combustion zero-dimensional model for Diesel engines
SAE Paper 2006-01-1382
- [11] ATKINS, K.A. and CHALLEN, B.J. (1979)
A practical approach to truck noise reduction
I. Mech. E. Paper C 131/79, Appendix I
- [12] AUSTEN, A.E.W. and PRIEDE, T. (1958)
Origins of Diesel engine noise
Proceedings of I. Mech. E. Symposium on Engine Noise and Noise Suppression
pp. 19-32, London
- [13] BALIGAND, B.; GARNIER, F.; HAUPAIS, A. and VAUCHER de la CROIX, D. (1998)
Combustiomètre : procédé pour quantifier le bruit de combustion d'un moteur Diesel
3ème Conférence Internationale CETIM sur les méthodes de surveillance et techniques de diagnostic acoustiques et vibratoires - SFM/SFA/IMEKO **1**, pp. 87-96, Senlis
- [14] BAKER, J.M. (1990)
Engine noise harshness and its relation to bearing design
Course Notes, ISVR
- [15] BAUDAOU, M.E.; DANIÈRE, J.; GUILLET, F. and SERVIÈRE, C. (2005)
Separation of combustion noise and piston-slap in diesel engine-PartI: Separation of combustion noise an piston-slap in diesel engine by cyclic Wiener filtering
Mechanical System and Signal Processing **19** 1209-1217
- [16] BENAÏES J., MARGOT X., PASTOR J.V., GIL A. (2001)
Threedimensional calculation of the flow in a DI Diesel engine with variable swirl ports
SAE Paper 2001-01-3230
- [17] BERANEK, L.L. (1971)
Noise and vibration control
McGraw-Hill, New York
- [18] BLUNSDON, C.A. and DENT, J.C. (1994)
Modelling the source of combustion noise in a direct-injection Diesel engine using CFD
SAE Paper 941898
- [19] BLUNSDON, C.A. and DENT, J.C. (1994)
The simulation of autoignition and knock in a spark ignition engine with disk geometry
SAE Paper 940524

- [20] BOESCH, N.J.W. (1987)
The development of low noise DI Diesel engines
SAE Paper 870951
- [21] BOSSMEYER, T.M.; HANSKNECHT, D.J. and KÖNIG, D. (1992)
Time-frequency analysis of knock in spark ignition engines
Proceedings of EUSIPCO, pp. 1765-1768
- [22] BRANDL, F.K.; WÜNSCHE, P. and GSCHWEITL, E. (1991)
Design strategies for low noise engine concepts
SAE Paper 911070
- [23] BRANDL, F.K. (1992)
Low noise engine concepts to meet future legislative vehicle requirements
Proceedings of Eurosymposium on The Mitigation of Traffic Noise in Urban Areas, Nantes
- [24] BROATCH, A.; MARGOT, X.; GIL, A.; DONAYRE, C. (2005)
Influence of the injection conditions and load on the combustion chamber resonance in DI Automotive Diesel Engines
IIMEM Users Group Meeting
- [25] BROATCH, A.; MARGOT, X.; GIL, A.; DONAYRE, J.CH. (2005)
Computational study of the sensitivity to ignition characteristics of the resonance in DI diesel engine combustion chamber
Engineering computations Vol. 24, No. 1, pp 77-96, 2007.
- [26] BUSCH, G.; MAURELL, R.; MEYER, J. and VORWERK, C. (1991)
Investigations on influence of engine block design features on noise and vibration
SAE Paper 911071
- [27] CANDEL, S.M. (1972)
Analytical studies of some acoustic problems of jet engines
PhD Dissertation, California Institute of Technology
- [28] CANTORE, G.; PINI, N.; BIANCHI, G.; BARITAUD, T. (2003)
A 3D CFD analysis of the High Speed Premixed Combustion Process
SAENA Technical Paper 2003-01-13.
- [29] CARLUCCI, P.; FICARELLA, A.; LAFORGIA, D. (2003)
Effects of Pilot Injection Parameters on Combustion for Common Rail Diesel Engines
SAE Paper 2003-01-0700
- [30] CAVALCANTI, J.L.L.; FRISSE, H.P. and WEISCH, G.K. (1995)
Development and refinement of a new engine family to achieve future noise legislation and acoustic driving comfort requirements
I. Mech. E. Paper C 11/77
- [31] CELIK, I.; YAVUZ, I.; SMIMOV, A. (2001)
Large eddy simulations of in-cylinder turbulence for internal combustion engines: a review
Int. J. Engine Res 2001 2(2), 119-48.

- [32] CHABOT, L.; YATES O.G.K. and BELL D.J. (1997)
Noise and vibration optimisation of a gasoline engine
Proceedings of the Fifth Ricardo Software International User Conference Detroit 1997 750798
- [33] CHIU, H.H. and SUMMERFIELD, M. (1974)
Theory of combustion noise
Acta Astronautica **1**(967)
- [34] CHO, S.H.; AHN S.T and KIM, Y.H. (2002)
A simple model to stimate the impact force induced by the piston slap
Journal of Sound and Vibration, 255-2 229-242
- [35] CHRISTEN, U.; CHEVALIER A.; MORAAL P. and SCHOLL, D. (2006)
A wavelet-based combustion noise meter
Proc. of International Coherence on Control Applications Munich, October 4-6 2006 pp. 533-538
- [36] CHRISTENSEN M. and JOHANSSON B. (2002)
The Effect of Combustion Chamber Geometry on HCCI Operation
SAE Paper 2002-01-0425
- [37] CHUCHOŁOWSKI, C.; WOSCHNIG, G. and ZEILINGER, K. (1987)
Computer simulation of piston slap motion
Motortechnische Zeitschrift **48**(4)
- [38] CROKER, M.D. (1988)
The analysis and control of engine noise quality
I. Mech. E. Paper C 16/88
- [39] CREMER, L.; HECKL, M.; and UNGAR, E. (1973)
Structure-Borne Sound
Springer-Verlag, New York 1973
- [40] CUMPSTY, N.A. (1975)
Excess noise form gas turbine exhausts
ASME Paper 75-GT-61
- [41] DEGRAEUWE, B. (2007)
Contribución a la Gestión Térmica de Motores Diesel de Inyección Directa
Tesis Doctoral, Departamento de Maquinas y Motores Térmicos de la Universidad Politécnica de Valencia
- [42] DEJONG, R.G. and PARSONS, N.E. (1980)
High frequency vibration transmission through the moving parts of an engine
SAE Paper 800405
- [43] DESANTES, J.M. and LAPUERTA, M. (1991)
Fundamentos de combustión
Universidad Politécnica de Valencia

- [44] DESANTES, J.M.; TORREGROSA, A.J. and BROATCH, A. (2001)
Wavelet transform applied to combustion noise analysis in High-Speed DI Diesel engines
SAE Paper 2001-01-1545
- [45] DHULIPUDI, M.R.; PRAKASH, J. and JAYARAMAN, S. (2007)
Engine cover radiated noise estimation using Statistical Energy Analysis approach
SAE Paper 2007-01-2301
- [46] DILLIES, B.; DUCAMIN, A.; LEBRERE, L.; NEVEU, F. (1997)
Direct injection Diesel engine simulation : A combined numerical and experimental approach from aerodynamics to combustion
SAE Paper 970880.
- [47] DOAK, P.E. (1972)
Analysis of internally generated sound in continuous materials: 2. a critical review of the conceptual adequacy and physical scope of existing theories of aerodynamic noise with special reference to supersonic jet noise
JSV **25**(263)
- [48] DRAPER C.S. (1938)
Pressure waves accompanying detonation in the internal combustion engine
Journal of the Aeronautical Sciences, 5 pp. 219-226.
- [49] DUCLOS, J.M.; ZOLVER, M.; BARITAUD, T. (1999)
3D modelling of combustion for DI-SI engines
Oil & Gas Science and Technology-Rev.IFP vol54(1999), No2, pp.259-264
- [50] ERIKSSON, L.J. (1980)
Higher-order mode effects in circular ducts and expansion chambers
JASA **68**(2), pp. 545-550
- [51] FERZIGER, m. (2002)
Computational methods for Fluid Dynamics
SPRINGER
- [52] FFOWCS-WILLIAMS, J.E. and HOWE M.T. (1975)
The generation of sound by density inhomogeneities in low Mach number nozzle flows
Journal of Fluid Mechanics **70**(605)
- [53] Fluent 6 user 's guide. Fluent Incorporated. (1998)
- [54] FORD; HAYES and SMITH (1979)
Engine noise reduction by structural design using advanced experimental and finite element methods
Ingénieurs de l'Automobile 6-78, pp. 397-404
- [55] FUJIMOTO, H.; NAKAGAWA, T., KUDO, H., WAKISAKA, T and SHIMAMOTO Y. (1985)

- A study on the formation of vertical vortex in the cylinder of an I.C. engine sing
CFD: Effect of intake valve closing timing
JSAE Review **Vol. 16 No. 4**, October, pp. 349-55
- [56] FURUHAMA, S., HIRUKAWA, K. (1983)
Piston slap motion and engine noise under low temperature idling operation of
Diesel engines
SAE Paper 8300669
- [57] Gambit. Gambit modeling guide (1998)
- [58] GARDNER, B.K. and BERNHARD, R.J. (1987)
An experimental/numerical noise source identification technique
SAE Paper 870995
- [59] GIL A. (2003)
Caracterización del flujo de aire en el cilindro de motores Diesel DI mediante
cálculo tridimensional
Tesis Doctoral, Departamento de Maquinas y Motores Térmicos de la Universi-
dad Politécnica de Valencia
- [60] GOLDSTEIN, M.E. (1976)
Aeroacoustics
McGraw-Hill, New York
- [61] GOTTLIEB, D. and ORSZAG, S. A. (1977)
Numerical Analysis of Spectral Methods: Theory and Applications
SIAM, Philadelphia
- [62] Grosh, K. and Pinsky, P. (1998)
Comput. methods Appl.
Mech. **154**, 299 (1998)
- [63] Harari, I. and Hughes, Th. (1991)
Comput. methods Appl. Mech. Eng
87, 59 (1991)
- [64] HÄRLE, N. and BÖHME, J.F. (1987)
Detection ok knocking for spark ignition engines based on structural sounds
Proceedings of IEEE-ASSP, pp. 1744-1747
- [65] HAWORTH D.C., HUEBLER M.S., EL TAHRY S.H, MATTHES W.R.
Multidimensional calculations for a two-stroke-cycle engine: a detailed scavenging
with LDV measurements.
SAE Paper 932712.1993
- [66] HICKLING R., FELDMAIER D.A., SUNG S.H
Knock-induced cavity resonances in open chamber Diesel engine
J. Acoust. Soc. Am. **65(6)**.1979
- [67] HICKLING R., DOUGLAS A., FRANCIS H.K., CHEN, JOSETTE S.
Cavity resonances in engine combustion chambers and some applications
J. Acoust. Soc. Am. **65(6)**.1979

- [68] HIGGINS, B. and SIEBERS, D. (2000)
Diesel-Spray Ignition and Premixed-Burn Behavior
SAE Paper 2000-01-0940
- [69] HINCE, J. O. (1949)
Effects of Cylinder Pressure Rise on Engine Vibration
ASME Paper No 49-OG p-3
- [70] HONDA, Y.; WAKABAYASHI, K.; KODAMA, T.; YAMAZAKI, H. and KIHARA, R. (2000)
A study on noise and vibration reduction of small Diesel engine cylinder block for automobile
SAE Paper 2000-01-0527
- [71] IHLENBURG F. (2003)
The medium-frequency range in computational acoustics: Practical and numerical aspects
J. of Computational Acoustics 11 , pp. 175-193.
- [72] IMAI, M.; SUZUKI, S.; SUGIURA N. and SATO, H. (1986)
Radiation efficiency of engine structures, analyzed by holographic interferometry and boundary element calculation
SAE Paper 861411
- [73] INOUE, S.; KOBAYASI, K.; AKATSUKA, F. and FUKUMORI, F. (1989)
Calculation of the in-cylinder flow and heat transfer in DI and IDI diesel engines
SAE Paper 890667
- [74] ISSA, R. I.(1986)
Solution of the implicit discretised fluid flow equations by operator-splitting
j.Corp.Phys 62, pp.40-65
- [75] KAMP, H. and SPERMANN, J. (1995)
New methods of evaluating and improving piston related noise in internal combustion engines
SAE Paper 951238
- [76] KANDA, H.; OKUBO, M. and YONEZAWA, T. (1990)
Analysis of noise source and their transfer paths in Diesel engine
SAE Paper 900014
- [77] KAZIN, S.B. and EMMERLING, J.J. (1974)
Low frequency core engine noise
ASME Paper 74-WA/Aero-2
- [78] KIM, W. T.; HUH, K. Y.; LEE, J. W.; KANG, K. Y. (2000)
Numerical simulation of intake and compression flow in a four-valve pent-roof spark ignition engine and validation with LDV data
Proceeding of institute of Mechanical Engineering Vol. 214 part D, pp.361-372.

- [79] KINDL, H.; SCHORN, N.; SCHULTE, H.; SERRANO, J.R.; MARGOT, X.; DONAYRE, J.C. (2004)
Influence of various compressor inlet designs on compressor performance
Thiesel 2004
- [80] KITA, E.; KAMIYA, N. (1995)
Trefftz method: an overview.
Adv Engng Softw, 24:3-12
- [81] KNOTT, P.R. (1971)
Noise generated by turbulent nonpremixed flames
AIAA Paper 71-732
- [82] KOJIMA, N. (1989)
An evaluation of combustion noise generation in Diesel engine structure
SAE Paper 890126
- [83] KÖNIG, D. (1995)
Analyse nichtstationärer Triebwerkssignale insbesondere solcher klopfender Betriebszustände
Dr.-Ing. dissertation, Ruhr Universität Bochum, VDI Verlag
- [84] KÖNIG, D. and BÖHME, J.F. (1994)
Application of cyclostationary and time-frequency signal analysis to car engine diagnosis
Proceedings of IEEE-ASSP Conference, pp. 149-152, Adelaide
- [85] KÖNIG, D. and BÖHME, J.F. (1996)
Wigner-Ville spectral analysis of automotive signals captured at knock
Applied Signal Processing **3**, pp. 54-64
- [86] KONIG G. and SHEPPARD C.G.W. (1990)
End Gas Autoignition and Knock in a Spark Ignition Engine
SAE Paper 902135
- [87] KROPP, A. and HEISERER, D.
Efficient broadband vibro-acoustic analysis of passenger car bodies using an FE-based component mode synthesis approach *Fifth World Congress on Computational Mechanics*
- [88] KUBOZUKA, T.; HAYASHI, Y.; HAYAKAWA, Y. and KIKUCHI, K. (1983)
Analytical study on engine noise caused by vibration of the cylinder block and crankshaft
SAE Paper 830346
- [89] KUMAR, R.N. (1976)
Further experimental results on the structure and acoustics of turbulent jet flame
AIAA Paper 76-488
- [90] LADEVÈZE, P.; BLANC, L.; ROUCH, P.; BLANZÉ, C. (2003)
A multiscale computational method for medium-frequency vibrations of assemblies the heterogeneous plates
Computers and structures 81 (2003) 1267-1276

- [91] LALOR, N. (1979)
Computer optimised design of engine structures for low noise
SAE Paper 790364
- [92] LALOR, N. (1982)
Finite element optimisation techniques of Diesel engine structures
SAE Paper 790364
- [93] LALOR, N. and PETYT, M. (1975)
Modes of engine structure vibration as source of noise
SAE Paper 750833
- [94] LALOR, N.; GROVER, E.C. and PRIEDE, T. (1980)
Engine noise due to mechanical impacts on piston and bearings
SAE Paper 800402
- [95] LANGLEY, R.F. and BREMMER, P.(1999)
A hybrid method for the vibration analysis of complex structural-acoustic systems
JASA **105**(3), pp. 1657-1671
- [96] LAPUERTA M., ARMAS O., HERNÁNDEZ J.J. (1999)
Diagnosis of DI Diesel combustion from in-cylinder pressure signal by estimation of mean thermodynamic properties of the gas.
Applied thermal engineering vol. 19, pp. 513-529
- [97] LAUNDER, B. E., SPALDING D.B. (1972)
Lectures in mathematical models of turbulence
Academic Press Inc.
- [98] LEIPOLD, F. and BERGMANN, H. (1996)
Development stages for reducing noise emissions of the new OM 904 LA commercial vehicle engine
Proceedings of AVL Conference on Engine and Environment '96, pp. 319-322
- [99] LIM T. (1996)
Case history: Finite element and experimental modelling approaches for automotive noise control problems
Noise Control Eng. J., pp. 245-248.
- [100] LIM, T.C. and WITER, A.K. (2000)
Experimental characterization of engine crankshaft rumble noise signature
Applied Acoustics **60**, pp. 45-62
- [101] LONG Z. (1999)
A Study of Pilot Injection in a DI Diesel Engine
SAE Paper 1999-01-3493
- [102] LONNY L., THOMPSON, SRY (1999)
A stabilized MITC element for accurate wave response in Raissner Mindlin plates
Computers and structures SAE Paper 80 (2002) 769-789

- [103] MACIAN V., PAYRI R., MARGOT X., SALVADOR F.J. (2003)
A CFD Analysis of the influence of Diesel nozzle geometry on the inception of cavitation
Atomization and Sprays vol 13, pp 579-604
- [104] MAEKAWA, M. *et al.* (1994)
A study of low noise crankcase structure for light commercial vehicle
SAE Paper 942267
- [105] MAETANI, Y.; NIIHURA, T.; SUZUKI, S.; ARAI, S. and OKAMURA, H. (1993)
Analysis and reduction of engine front noise induced by the vibration of the crankshaft system
SAE Paper 931336, pp. 1694-1700
- [106] MALLAMO, F.; BADAMI, M. and MILLO, F. (2002)
Analysis of multiple injection strategies for the reduction of emissions, noise and BSFC of a DI small displacement non-road Diesel engine
SAE Paper 942267
- [107] MAO, J.; BUFFAT M.; JEANDEL, D. (1994)
Simulation of the turbulent flow inside the combustion chamber of a reciprocating engine with a finite element method
Journal of Fluid Engineering Vol.116.
- [108] MARANT, V. (2005)
Contribución al análisis de la calidad sonora del ruido de combustión de los motores Diesel de inyección directa
Tesis Doctoral, Departamento de Maquinas y Motores Térmicos de la Universidad Politécnica de Valencia
- [109] MARBLE, F.E. (1975)
Response of a nozzle to an entropy disturbance-example of thermodynamically unsteady aerodynamics
Unsteady Aerodynamics **2**(699)
- [110] MARGOT X., GIL A., MARANT V., DONAYRE C. (2004)
Influencia de las condiciones de inyección en la resonancia de cámaras de combustión de motores Diesel
XVI congreso Nacional de Ingeniería Mecánica
- [111] MARTIN J. (2003)
Aportación al diagnóstico de la combustión en motores Diesel de inyección directa
Tesis Doctoral, Departamento de Maquinas y Motores Térmicos de la Universidad Politécnica de Valencia
- [112] MASAHIRO I., ZHI-LI CH., GUI-FENG L., HIRONOBU U. (1994)
The effect of pilot injection on combustion in a turbocharged D.I. diesel engine
SAE Paper 941692

- [113] MATHEWS, D.C.; REKOS, N.F. and NAGEL, R.T. (1977)
Combustion noise investigation
Report AA-RD-77-4
- [114] MAZOYER, TH.; FAYET, P.; CASTAGNÉ, M.; DUMAS, J. (2003)
Development of Multi-Sensors Head Gasket for Knock Localization
SAE Paper 2003-01-1117
- [115] MELENK, J. M.; BABUSKA, I. (1996)
The partition of unit finite element method: Basic theory and applications
SAE Paper 139 (1996) 289-314
- [116] MIYASHITA, N. (1996)
Strategy of engine noise for trucks and buses
Proceedings of AVL Conference on Engine and Environment '96
- [117] MOHAMED Y.E., SELIM (2003)
Sensitivity of dual fuel engine combustion and knocking limits to gaseous fuel composition
Energy Conversion Management
- [118] MORSE P.H., INGARD K.U. (1986)
Theoretical Acoustics
Princeton University Press, Princeton
- [119] NAKASHIMA, K. *et al.* (1991)
Measurement of structural attenuation of a Diesel engine and its application for reduction of noise and vibration
SAE Paper 912710
- [120] NEHL, J.; WILHEM, M.; GAUCH, P. and TRAVERT, M. (1999)
Evaluation of crankshaft clearance influence on specific Roughness noise concern
SAE Paper 1999-01-1771
- [121] OKAMURA, H. and FURUBAYASHI, M. (1983)
Experiments on cylinder pressure pulsation and distribution in swirl chamber-type automotive Diesel engine: idling knocking noise induced by non-uniformly distributed cylinder pressure pulsation
SAE Paper 831329
- [122] OHTA, K.; IRIE, Y.; YAMAMOTO, K. and ISHIKAWA, H. (1987)
Piston slap induced noise and vibration of internal combustion engine (1st report, theoretical analysis and simulation)
SAE Paper 870990
- [123] OZAWA, H. and NAKADA, T. (1999)
Pseudo cylinder pressure excitation for analyzing the noise characteristics of the engine structure
JSAE Review 20, pp. 67-72

- [124] PARKER, D.A.; RICHMOND, J.W.; TAYLOR, B.; AVEZOU, J.C. and BRUNI, L. (1987)
The reduction of piston friction and noise
Automotive Technology International pp. 178-188
- [125] PASTOR J.M. (2003)
Caracterización experimental y modelado del proceso de barrido en motores de dos tiempos de pequeña cilindrada
Tesis Doctoral, Departamento de Maquinas y Motores Térmicos de la Universidad Politécnica de Valencia
- [126] PATANKAR V.S. (1980)
Numerical heat transfer and fluid flow
Hemisphere Publishing Corp
- [127] PAYRI, F.; BENAJES, J.; MARGOT, X. GIL, A. (2004)
CFD modeling of the in-cylinder flow in direct -injection Diesel engine
Computers & Fluids 33 pp. 995-1021
- [128] PAYRI, F.; BROATCH, A.; MARGOT, X. and MONELLETTA, L. (2009)
Spund quality assessment of Diesel combustion noise using in-cylinder pressure components
MST paper 20, 1, 015107
- [129] PAYRI, F.; BROATCH, A.; TORMOS, B. and MARANT, V. (2005)
New Methodology for in-cylinder pressure analysis in DI Diesel engines - Application to combustion noise
MST paper 16, pp.540-547
- [130] PAYRI, F.; MARGOT, X; GIL, A.; MARTIN, J. (2005)
Computational study of heat transfer to the walls of a DI Diesel engine
SAE Paper 2005-01-0210
- [131] PAYRI, R.; MARGOT, X. and SALVADOR, F.J. (2002)
A Numerical Study of the Influence of Diesel Nozzle Geometry on the Inner Cavitating Flow
SAE Paper 2002-01-0215
- [132] PERREY, E.; TREVELYAN, J.; BETTES, P. (2004)
Wave boundary elements: a theoretical overview presenting applications in scattering of short waves
Engineering analysis with boundary elements 28 (2004) 131-141
- [133] PHILIPP, H.; HIRSCH, A.; BAUMGARTNER, M.; FERNITZ, G.; BEIDL, C.;PIOCK, W.; WINKLHOLFER,E. (2001)
Localization of Knock Events in Direct Injection Gasoline Engine
SAE Paper 2001-01-1199
- [134] PICKETT, G.F. (1976)
Core engine noise due to temperature fluctuations convecting through turbine blade rows
AIAA Paper 76-589

- [135] PINZELLO A. (2008)
 Analysis of fuel sprays and combustion processes in Diesel engines with a combined approach of CFD and Phenomenological models
 Tesis Doctoral, Departamento de Maquinas y Motores Térmicos de la Universidad Politécnica de Valencia
- [136] PISCHINGER F.F., SCHMILLEN K.P., LEIPOLD F.W. (1979)
 A new measuring method for the direct determination of Diesel engine combustion noise
SAE Paper 790267
- [137] PORKESS, A.M. and RICE, R.J. (1975)
 Noise - the Diesel engine designers dilemma
SAE Paper 750841
- [138] PRIEBSCHE, H.H.; AFFENZELLER, J. and KLUIPERS, G. (1990)
 Structure borne noise prediction techniques
SAE Paper 900019
- [139] PRIEBSCHE, H.H.; HELLINGER, W.; LOIBNEGGER, B. and RAINER, G.Ph. (1992)
 Application of a computer simulation for the prediction of vibration and noise in engines
Proceedings of ATA 3rd International Conference, Firenze
- [140] PRIEDE, T. (1992)
 Noise and vibration control of the internal combustion reciprocating engine
 Chapter 19 of "Noise and vibration control Engineering", BERANEK, L.L. and VER, I.L., John Wiley & Sons, New York
- [141] PRIEDE, T. (1979)
 Problems and developments in automotive engine noise research
SAE Paper 790205
- [142] PRIEDE, T. (1961)
 Relation between form of cylinder pressure diagram and noise in Diesel engine
Four Papers on Diesel Engine Fuel Injection, Combustion and Noise, Proceedings of I. Mech. E. Conference, London
- [143] PRIEDE, T.; DIXON, J.; GROVER, E.C. and SALEH, N.A. (1984)
 Experimental techniques leading to the better understanding of the origins of automotive engine noise
I. Mech. E. Paper C 151/84
- [144] PRIEDE, T.; GROVER, E.C. and ANDERTON, D. (1968)
 Combustion induced noise in Diesel engines
Proceedings of Diesel Engines Users Association Congress 317, London
- [145] RANDALL, R.B.; REN, Y. and NGU, H. (1996)
 Diesel engine cylinder pressure reconstruction
Proceedings of IISMA21 on Noise and Vibration Engineering

- [146] RASK, R.B. and SAXENA, V. (1985)
Influence of the geometry on flow in the combustion chamber of a direct-injection diesel engine
ASME winter annual meeting, Miami Beach, FL, November 1985, pp. 19-28
- [147] RICARDO, H.R. (1968)
Memories and Machines. The Pattern of my Life
Constable & CO., London
- [148] RICARDO, H.R. (1931)
The High Speed Internal Combustion Engine
1st ed., Blackie & Sons, Glasgow
- [149] RICHMOND, J.W. and PARKER, D.A. (1987)
The quantification and reduction of piston slap noise
Proceedings of I. Mech. E. Conference 1987 **201**(D4)
- [150] RÖHRLE, M.D. (1975)
Affecting Diesel engine noise by the piston
SAE Paper 750799
- [151] RUIZ, G., RICE H.J. (2002)
An implementation of a wave-based finite difference scheme for a 3-D acoustic problem
J. of Sound and Vibration **256**, pp. 373-381.
- [152] RUSSEL, M.F. (1973)
Automotive Diesel engine noise and its control
SAE Paper 730243
- [153] RUSSEL, M.F. (1974)
Control of noise from conventional Diesel engine
Annual Institute of Physics Conference Paper 11, University of Aston, Birmingham
- [154] RUSSEL, M.F. (1982)
Diesel engine noise: control at source
SAE Paper 820238
- [155] RUSSEL, M.F. and HAWORTH, R. (1985)
Combustion noise from High Speed Direct Injection Diesel engines
SAE Paper 850973
- [156] RUSSEL, M.F. and YOUNG, C.D. (1987)
Diesel combustion noise measurement
Automotive Engineering, **12**(2), pp. 32-34
- [157] RUST, A.; SCHIFFBÄNKER, H. and BRANDL, F.K. (1989)
Complete NVH optimisation of a passenger vehicle with a DI Diesel engine to meet subjective market demands and future legislative requirements
SAE Paper 890115

- [158] SAAD, A.A.A. and EL-SEBAI, N.A. (1999)
Combustion noise prediction inside Diesel engine
SAE Paper 1999-01-1774
- [159] SALAVERT J. M. (1992)
Estudio teórico-experimental de la combustión en motores Diesel de inyección directa, de 2 litros de cilindrada unitaria fuertemente sobrealimentados
Tesis Doctoral, Departamento de Maquinas y Motores Térmicos de la Universidad Politécnica de Valencia
- [160] SCHABERG, P.W.; PRIEDE, T. and DUTKIEWICZ, R.K. (1990)
Effects of a rapid pressure rise on engine vibration and noise
SAE Paper 900013
- [161] SELAMET A., JI Z.L. (1998)
Acoustic attenuation performance of circular expansion chambers with offset inlet/outlet: I. Analytical approach
Journal of Sound and Vibration, 213 pp. 601-617.
- [162] SERVIÈRE, C.; LACOUME, J.L. and BAUDAOU, M.E. (2005)
Separation of combustion noise and piston-slap in diesel engine-PartII: Separation of combustion noise an piston-slap using blind source separation methods
Mechanical System and Signal Processing 19 1218-1229.
- [163] SHINJI, K. and TAKAYUKI, S. (1985)
Measurement of Flame Temperature Distribution in D.I. Diesel Engine with High Pressure Fuel Injection
SAE Paper 920692
- [164] SHIVASHANKARA, B.N. and CROUCH, R.W. (1976)
Combustion noise generation by a can-type gas turbine combustor
AIAA Paper 76-578
- [165] SHIVASHANKARA, B.N.; STRAHLE, W.C. and HANDLEY, J.C. (1975)
Combustion noise radiation by open turbulent flames
AIAA Paper 75-227
- [166] SCHMILLEN, K.; SCHWADERLAPP, M. and WOLSCHELDORF, J. (1993)
Primary noise reduction measures on IDI Diesel enines
SAE Paper 931309
- [167] SCHMILLEN, K. and WOLSCHELDORF, J. (1989)
Cycle-to-cycle variations of combustion noise in Diesel engines
SAE Paper 890129
- [168] SCHMILLEN, L.; SCHWADERLAPP, M. and SPESSERT, B. (1992)
Improvement of the acoustical characteristics of engine blocks
MTZ 53(4)
- [169] SHORTER, P.J; LANGREY, R.S (2005)
Vibro-acoustic analysis of complex systems
J. of Sound and Vibration 288 (2005) 669-699

- [170] SIEBERS, D and HIGGINS, B. (2001)
Flame Lift-Off on Direct-Injection Diesel Spray Under Quiescent Condition
SAE Paper 2001-01-0530
- [171] SMITH, T.B.J. and KILHAM, J.K. (1963)
Noise generated by open turbulent flames
JASA **35**(715)
- [172] STANKOVIĆ, LJ. and BÖHME, J.F. (1999)
Time-frequency analysis of multiple resonances in combustion engine signals
Signal Processing **79**, pp. 15-28
- [173] STARCD v3100 user guide. Computational Dynamics (1999)
- [174] STEEL, J.A. (1998)
A study of engine noise transmission using statistical energy analysis
IMechE **121**(D), pp. 205-213
- [175] STEFFENS, CH.; NUSSMANN, CH. (2006)
Powertrain Development by FEV - Virtual Interior Noise Simulation
Proceedings of the International Congress of Innovative Solutions for the Advancement of the Transport Industry TRANSFAC'06 **53**(4)
- [176] STEIDLE, W. (1982)
Movimento del pistone e rimosità
ATA - Ingegneria automobilistica, pp. 814-818
- [177] STEPHENS, R.W.B.; A.E. BATE (1966)
Acoustics and Vibrational Physics
London: Edward Arnold
- [178] STRAHLE, W.C. (1978)
Combustion noise
Prog. Energy Combust. Sci. **4**, pp. 157-176, Pergamon Press Ltd, Great Britain
- [179] STRAHLE, W.C. (1976)
Convergence of theory and experiment in direct combustion generated noise
In "Aeroacoustics: jet noise, combustion and core engine noise", SCHWARTZ (Ed) **43**(467): Progress in aeronautics, AIAA-MIT Press
- [180] STRAHLE, W.C. (1971)
On combustion generated noise
J. Fluid. Mech. **49**, 339
- [181] STRAHLE, W.C.; MUTHUHRISHNAN, M., NEALE, D.H. and RAMACHANDRA, M.K. (1977)
An investigation of combustion end entropy noise
NASA CR 135220
- [182] STRAHLE, W.C. and SHIVASHANKARA, B.N. (1974)
A rational correlation of combustion noise results from open turbulent premixed flames

Fifteenth Symposium (International) on combustion, pp. 1379, The Combustion Institute, Pittsburgh

- [183] SUNG, S.H.; NEFSKE, D.J.; CHEN, H.K. and FANNIN, M.P. (1997)
Development of an engine system model for predicting structural vibration and radiated noise of the running engine
SAE Paper 972039
- [184] THOMPSON, L.L. (2006)
A review of finite-element methods for time-harmonic acoustics
JASA **119**(3), pp. 1325-1330
- [185] TICHÝ, J. and GAUTSCHI, G. (1980)
Piezo-elektrische Meßtechnik
Berlin: Springer-Verlag
- [186] TÖPFER, G.; REISSING, J.; WEIMAR, H.J.; SPICHER, U. (2000)
Optical Investigation of Knocking Location on S.I.-Engines with Direct-Injection
SAE Paper 2000-01-0252
- [187] TORREGROSA, A.; BROATCH, A.; MARANT, V. and BEAUGE, Y. (2002)
Analysis of combustion chamber resonance in DI automotive Diesel engines
Proceedings of THIESEL 2002 Conference on Thermo- and Fluiddynamic Processes in Diesel Engines, pp. 239-249, Valencia
- [188] TORREGROSA, A.; BROATCH, A.; MARGOT, X. and MARANT, V. (2004)
Combustion chamber resonances in DI automotive Diesel engines: a numerical approach
IJER Paper Vol. 5, No. 1, pp. 83-91, 2004
- [189] TORREGROSA, A.J.; BROATCH, A.; MARTÍN, J. and MONELLETTA, L. (2007)
Combustion noise level assessment in direct injection Diesel engines by means of in-cylinder pressure components
MST Paper **18,7**, pp. 2131-2142
- [190] TORREGROSA, A.; OLMEDA, P.; DEGRAEUWE, B. and REYES, M. (2006)
A concise wall temperature model for DI Diesel engine
Applied Thermal Engineering, Volume 26, Issues 11-12, pp. 1320-1327
- [191] USUDA, S.; OTSUKA, M. and NAGATA, M. (2002)
Noise and vibration reduction of newly developed 3.0l direct injection diesel engine
JSAE Paper **23**, pp. 285-289
- [192] VAN HAL B., DESMET W., VANDEPITTE D. (2005)
Hybrid finite element -wave based method for steady-state interior structural-acoustic problems
Computers and Structures , *83*, pp. 167-180.

- [193] VERSTEEG H. K.; MALALASEKERA W. (1995)
An introduction to computational fluid dynamics. The finite Volume Method
LongMan Scientific& Technical
- [194] VORA, K.C. and GHOSH, B. (1991)
Vibration due to piston slap and combustion in gasoline and Diesel engines
SAE Paper 911060
- [195] WAGNER, M.; KARLSSON; KÖNIG, D. and TÖRK, C. (1994)
Time variant system identification for car engine signals
Proceedings of EUSIPCO, pp. 1409-1412, Edinburgh
- [196] WERNER, L.E. (1987)
Control of Piston Stick Slip Noise in a 4-cylinder Gasoline Engine
SAE Paper 870991
- [197] WILHELM, M.; ALT, N. and WIEHAGEN, N. (1998)
Optimization of SI combustion noise - development process and basic analysis
I. Mech. E. Paper C 521/034
- [198] WOSHNI, G. (1967)
A universal applicable equation for the instantaneous heat transfer coefficient in the internal combustion engine
SAE paper 670931
- [199] YAJIMA, Y. and NAKASHIMA, K. (1998)
New measuring technique of cylinder pressure and its application to combustion noise reduction. Time-frequency analysis of combustion excitation using wavelet transform analysis
JSAE Review 19, pp 277-282
- [200] YANG, J. and ANDERSON, R.W. (1998)
A new criterion for judging SI engine in-cylinder pressure development for its effects on combustion noise
ASME Transactions 120, pp. 664-668
- [201] YOHIKAWA, K. (1986)
Vibration of crankshafts at high engine speeds
SAE Paper 865026
- [202] YU, L.; CAMPBELL, T.; POLLOCK, W. (1997)
Simulation Model for Direct-Fuel-Injection of Two-Stroke Gasoline Engines
SAE paper 970367
- [203] ZAHANG L., HUANG Y., CHENG Y., WU B. (1991)
On combustion Noise and Working Stability of 6130Q Diesel Engine
SAE paper 911072
- [204] ZOUBIR, M. and BOSSMEYER, M. (1990)
Optimization of sensor positions for detecting knock in spark ignition engines
Traitement du signal 8(5)

- [205] ZUKOSKI, E.E. (1975)
Experiments concerning the response of supersonic nozzles to fluctuating inlet conditions
ASME Paper 75-6T-40
- [206] ZURITA VILLAROEL, G.; ÄGREN, A. and PETTERSSON, E. (1999)
Reconstruction of the cylinder pressure from vibration measurements for prediction of exhaust and noise emissions in ethanol engines
SAE Paper 1999-01-1658