

TESIS DOCTORAL

ESTUDIO COMPUTACIONAL DE LA INFLUENCIA DEL
LEVANTAMIENTO DE AGUJA SOBRE EL FLUJO INTERNO
Y EL FENÓMENO DE LA CAVITACIÓN EN TOBERAS DE
INYECCIÓN DIESEL

presentada por

JORGE MARTÍNEZ LÓPEZ

en el

DEPARTAMENTO DE MÁQUINAS Y MOTORES TÉRMICOS
de la UNIVERSIDAD POLITÉCNICA DE VALENCIA

Para la obtención del grado de

DOCTOR INGENIERO INDUSTRIAL

Valencia, 13 de Mayo de 2013

TESIS DOCTORAL

ESTUDIO COMPUTACIONAL DE LA INFLUENCIA DEL
LEVANTAMIENTO DE AGUJA SOBRE EL FLUJO INTERNO
Y EL FENÓMENO DE LA CAVITACIÓN EN TOBERAS DE
INYECCIÓN DIESEL

Realizada por: D. Jorge Martínez López
Dirigida por: Dr. D. Francisco Javier Salvador Rubio

TRIBUNAL CALIFICADOR:

Presidente: Dr. D. José María Desantes Fernández
Secretario: Dr. D. Raúl Payri Marín
Vocales: Dr. D. Pedro Acisclo Rodríguez Aumente
Dr. D. Andrés Melgar Bachiller
Dr. D. José Óscar Soriano Palao

Vocales suplentes:

Dr. D. Octavio Armas Vergel
Dra. D^a. Blanca Giménez Olavarría

Valencia, 13 de Mayo de 2013

Resumen

Durante el proceso de apertura y cierre de un inyector Diesel, las características del combustible a la salida de la tobera cambian significativamente como consecuencia del movimiento de la aguja. Este hecho tiene una enorme influencia en el desarrollo del chorro y en el proceso de mezcla entre el aire y el combustible y, por tanto, en el posterior proceso de combustión. Sin embargo, y a pesar de su importancia, todavía hoy existen multitud de cuestiones sobre el proceso de inyección que permanecen sin resolver debido, en parte, a la dificultad para llevar a cabo experimentos a levantamientos de aguja parciales.

Teniendo en cuenta lo anterior, la presente tesis se ha centrado en el estudio de la influencia del levantamiento de aguja sobre el flujo interno en toberas de inyección Diesel. Este trabajo se ha llevado a cabo mediante simulaciones tridimensionales del flujo en condiciones cavitantes y no cavitantes, modelando la cavitación mediante un modelo de equilibrio homogéneo implementado en OpenFOAM.

Antes de analizar en profundidad la influencia de la posición de la aguja, el código ha sido puesto a punto y validado con resultados experimentales en un orificio calibrado, una tobera monorificio y una tobera multiorificio en condiciones de levantamiento de aguja máximo. El modelo de cavitación ha mostrado una gran precisión en la predicción del gasto másico, el flujo de cantidad de movimiento, la velocidad, los coeficientes de flujo y la apariencia de la cavitación. Además, los resultados computacionales y experimentales obtenidos en la validación del código han servido para estudiar alguno de los fenómenos asociados a la cavitación, como el colapso de gasto másico o el aumento de velocidad y de turbulencia.

Tras la validación del código, éste ha sido utilizado para analizar la influencia del levantamiento de aguja en una tobera microsaco real. Inicialmente, se ha llevado a cabo un estudio de más de 500 ejecuciones simulando diferentes levantamientos de aguja fijos mediante métodos RANS. En este estudio, centrado principalmente en las características del combustible a la salida de la tobera y en el desarrollo de la cavitación, se ha podido observar un cambio significativo en el aspecto de la cavitación en función de la posición de la aguja: para levantamientos grandes, el vapor se desarrolla a lo largo de la parte superior del orificio, mientras que para levantamientos pequeños, la cavitación aparece en el asiento de la aguja y en la parte inferior del orificio para contrapresiones relativamente bajas. Este hecho tiene una enorme influencia sobre los valores de gasto másico, de flujo de cantidad de movimiento y de velocidad

efectiva, los cuales apenas varían para levantamientos de aguja mayores de 75 μm .

Posteriormente, los efectos del levantamiento de aguja han sido estudiados aplicando métodos LES. El uso de Large Eddy Simulation ha proporcionado información de gran relevancia sobre el flujo interno, especialmente sobre el desarrollo de la turbulencia y su interacción con el fenómeno de la cavitación. Los resultados de este estudio han demostrado que la cavitación favorece el desarrollo de la turbulencia, provocando un cambio notable de los niveles de turbulencia y de la región más turbulenta de la tobera en función de la posición de la aguja. Además, los resultados han puesto en evidencia la existencia de una cierta interacción o interdependencia entre ambos fenómenos, puesto que la turbulencia tiene a su vez importantes efectos sobre la aparición de la cavitación. Profundizando en el desarrollo de la turbulencia, se ha observado también un aumento significativo del número de vórtices presentes en el fluido y un descenso de su tamaño a medida que la aguja desciende.

Finalmente, se ha analizado la influencia del levantamiento de aguja mediante malla móvil, reproduciendo así el movimiento real de la aguja durante todo el proceso de inyección. Este último estudio ha sido posible gracias a la modificación del código y ha sido utilizado a partir de condiciones de contorno proporcionadas por un modelo unidimensional del inyector creado en AMESim. Por una parte, se han comparado los resultados obtenidos mediante simulaciones estacionarias y transitorias, mostrando diferencias despreciables en el cálculo de las características del combustible en la salida de los orificios de la tobera. No obstante, se ha detectado un menor volumen de combustible en fase vapor en las simulaciones transitorias, especialmente para pequeños levantamientos de aguja. Por otra parte, se ha comparado la tasa de inyección experimental con la tasa obtenida en OpenFOAM y AMESim. Dicha comparación ha permitido demostrar el gran potencial de AMESim y el buen comportamiento de OpenFOAM para predecir la tasa de inyección.

Resum

Durant el procés d'obertura i tancament d'un injector Dièsel, les característiques del combustible a la sortida de la tovera canvien significativament com a conseqüència del moviment de l'agulla. Aquest fet té una enorme influència en el desenvolupament del doll i en el procés de mescla entre l'aire i el combustible i, per tant, en el posterior procés de combustió. No obstant això, i malgrat la seva importància, encara avui existeixen multitud de qüestions sobre el procés d'injecció que romanen sense resoldre degut, en part, a la dificultat per a dur a terme experiments a aixecaments d'agulla parcials.

Tenint en compte l'anterior, la present tesi s'ha centrat en l'estudi de la influència de l'aixecament d'agulla sobre el flux intern en toveres d'injecció Dièsel. Aquest treball s'ha dut a terme mitjançant simulacions tridimensionals del flux en condicions cavitants i no cavitants, modelant la cavitació mitjançant un model d'equilibri homogeni implementat en OpenFOAM.

Abans d'analitzar en profunditat la influència de la posició de l'agulla, el codi ha estat posat a punt i validat amb resultats experimentals en un orifici calibrat, una tovera monorifici i una tovera multiorifici en condicions d'aixecament d'agulla màxim. El model de cavitació ha mostrat una gran precisió en la predicció del cabal màssic, el flux de quantitat de moviment, la velocitat, els coeficients de flux i l'aparença de la cavitació. A més, els resultats computacionals i experimentals obtinguts en la validació del codi han servit per estudiar algun dels fenòmens associats a la cavitació, com el col·lapse de cabal màssic o l'augment de velocitat i de turbulència.

Després de la validació del codi, aquest ha estat utilitzat per analitzar la influència de l'aixecament d'agulla en una tovera microsac real. Inicialment, s'ha dut a terme un estudi de més de 500 execucions simulant diferents aixecaments d'agulla fixos mitjançant mètodes RANS. En aquest estudi, centrat principalment en les característiques del combustible a la sortida de la tovera i en el desenvolupament de la cavitació, s'ha pogut observar un canvi significatiu en l'aspecte de la cavitació en funció de la posició de l'agulla: per a aixecaments grans, el vapor es desenvolupa al llarg de la part superior de l'orifici, mentre que per a aixecaments petits, la cavitació apareix en el seient de l'agulla i en la part inferior de l'orifici per a contrapressions relativament baixes. Aquest fet té una enorme influència sobre els valors de cabal màssic, de flux de quantitat de moviment i de velocitat efectiva, els quals escassament varien per a aixecaments d'agulla majors de $75 \mu m$.

Posteriorment, els efectes de l'aixecament d'agulla han estat estudiats aplicant mètodes LES. L'ús de Large Eddy Simulation ha proporcionat informació

de gran rellevància sobre el flux intern, especialment sobre el desenvolupament de la turbulència i la seva interacció amb el fenomen de la cavitació. Els resultats d'aquest estudi han demostrat que la cavitació afavoreix el desenvolupament de la turbulència, provocant un canvi notable dels nivells de turbulència i de la regió més turbulenta de la tovera en funció de la posició de l'agulla. A més, els resultats han posat en evidència l'existència d'una certa interacció o interdependència entre ambdós fenòmens, ja que la turbulència té al mateix temps importants efectes sobre l'aparença de la cavitació. Aprofundint en el desenvolupament de la turbulència, s'ha observat també un augment significatiu del nombre de vòrtex presents en el fluid i un descens de la seva grandària a mesura que l'agulla descendeix.

Finalment, s'ha analitzat la influència de l'aixecament d'agulla mitjançant malla mòbil, reproduint així el moviment real de l'agulla durant tot el procés d'injecció. Aquest últim estudi ha estat possible gràcies a la modificació del codi i ha estat utilitzat a partir de condicions de contorn proporcionades per un model unidimensional de l'injector creat en AMESim. D'una banda, s'han comparat els resultats obtinguts mitjançant simulacions estacionàries i transitòries, mostrant diferències menyspreables en el càlcul de les característiques del combustible en la sortida dels orificis de la tovera. No obstant això, s'ha detectat un menor volum de combustible en fase vapor en les simulacions transitòries, especialment per a petits aixecaments d'agulla. D'altra banda, s'ha comparat la taxa d'injecció experimental amb la taxa obtinguda en OpenFOAM i AMESim. Aquesta comparació ha permès demostrar el gran potencial de AMESim i el bon comportament de OpenFOAM per predir la taxa d'injecció.

Abstract

During the opening and closing process of a Diesel injector, the fuel characteristics at the nozzle exit change significantly as a consequence of the needle movement. This change of fluid properties at the exit of the discharge orifices strongly affects the spray pattern and the air-fuel mixing process, and therefore its subsequent combustion. However, despite its relevance, there are a lot of aspects about the injection process which still remain unclear due to the huge difficulties to perform experiments at partial needle lifts.

For that reason, the current Thesis is focused on the influence of the needle lift on the internal flow in Diesel injection nozzles. This study has been carried out with 3D simulations at cavitating and non cavitating conditions, using a homogeneous equilibrium model implemented in OpenFOAM.

Before analyzing in depth the influence of the needle position, the code has been tuned up and validated with experimental data in a calibrated orifice, a one-hole nozzle and a multi-hole nozzle at fully needle lift conditions. The cavitation model has shown a fairly good agreement with experimental results in terms of mass flow, momentum flux, effective velocity, flow coefficients and cavitation appearance. Nevertheless, the computational and experimental results have not been used only for the code validation, since they have been also used to analyze some phenomena related to cavitation, such as the mass flow collapse or the velocity and turbulence rise.

Once the code has been validated, it has been used to study the influence of the needle lift in a real microsac nozzle. Initially, this nozzle has been simulated at different fixed partial needle lifts applying RANS methods. In this study, focused on the fuel characteristics at the nozzle outlet and the cavitation development, it can be seen a significant shift of the cavitation pattern depending on the needle position: at high needle lifts, the vapour flows along the upper surface of the orifice, whereas for low needle lifts, cavitation appears in the needle seat, as well as in the lower part of the orifice for the lowest backpressures. This fact has a strong influence on the mass flow, momentum flux and effective velocity values, which barely change for needle positions higher than $75 \mu\text{m}$.

The effects of the needle position at fixed partial needle lifts have been also studied with LES methods. The use of Large Eddy Simulation has provided relevant information about the internal flow, specially related to the turbulence development and its interaction with cavitation phenomenon. It has been proved that cavitation enhances turbulence, and therefore an important shift of the turbulence levels and the most turbulent region in the nozzle can be

expected depending on the needle position. However, there is a certain interaction or interdependence between both phenomena, since turbulence has significant effects on the vapour phase's appearance. Moreover, it has been demonstrated the increase of vortices in the flow and the decrease of their sizes as the needle descends.

Finally, the effects of the needle lift have been analyzed with a moving mesh, which allows the reproduction of the needle motion during the injection process. This study has been performed thanks to the modification of the code and it has been used with boundary conditions obtained from a 1D model of the injector created in AMESim. On the one hand, the results obtained at stationary and transient simulations have been compared, showing negligible differences in the fuel characteristics at the nozzle outlet. Nevertheless, it has obtained less cavitation at transient simulations, especially at low needle lifts. On the other hand, the experimental injection rate has been compared against those obtained from OpenFOAM and AMESim. This comparison has demonstrated the great potential of AMESim and the good behaviour of OpenFOAM to predict the injection rate.

*A mis padres
y a mi hermana*

Echando la vista atrás, me resulta especialmente injusto escribir únicamente mi nombre como autor de esta Tesis doctoral teniendo en cuenta la gran cantidad de personas que día a día me han ayudado a su modo a llegar hasta aquí. Por eso, y aunque debería haberlo hecho mucho antes, me gustaría aprovechar estas líneas para expresar mi más sincero agradecimiento a todas estas personas.

En primer lugar, me gustaría darle las gracias a mi tutor y director Javier Salvador, por su dedicación y esfuerzo en mi formación y por el inmejorable trato recibido durante estos años. Su confianza y su entusiasmo por el trabajo bien hecho han sido fundamentales para la consecución de todos los objetivos que nos hemos ido marcando.

Así mismo, quisiera también agradecer a Francisco Payri y José María Desantes la oportunidad brindada al permitirme formar parte del Departamento de Máquinas y Motores Térmicos y por los recursos facilitados para la consecución de esta Tesis Doctoral.

Quisiera hacer extensivo este agradecimiento a Raúl Payri, por su amabilidad y confianza durante estos años y por su preocupación durante los últimos meses por mi siguiente etapa profesional. Gracias también a los que han sido mis compañeros en la línea de inyección: a Jaime, por su paciencia para resolver mis dudas de Matlab y LaTeX; a José Enrique, por su colaboración en la parte experimental de esta Tesis y por el buen ambiente que ha conseguido crear en el laboratorio de inyección; y por supuesto a Gabriela, Joaquín, Oscar, Michele, Juan Pablo, Marcos y Pedro, por todos los buenos momentos vividos dentro y fuera del departamento.

Por último, quisiera dar las gracias a las personas más importantes de mi vida: mi familia y mis amig@s. Gracias a mis padres, por el cariño que siempre me han demostrado y por darme el mejor ejemplo de esfuerzo y sensatez (vosotros mejor que nadie sabéis que todo esto no hubiera sido posible sin vuestro esfuerzo); a Paula, por el cariño y apoyo que siempre me ha dado y por ser mucho más que una hermana (mil gracias); y por último a mis amig@s, por darle sentido a mi vida con todos esos buenos momentos que hemos pasado juntos y en los que resulta imposible dejar de sonreír.

Me gustaría que todos vosotros os sintierais tan autores como yo de esta Tesis.

Índice general

Índice general	I
Índice de figuras	V
Lista de símbolos	XI
1 Planteamiento de la tesis	1
1.1. Justificación y objetivos	1
1.2. Antecedentes	2
1.3. Estructura de la tesis	3
Referencias	5
2 Fundamentos del proceso de inyección	9
2.1. Introducción	9
2.2. Sistemas de inyección Diesel	9
2.2.1. Sistemas de inyección directa en motores Diesel	11
2.3. Características del flujo interno en condiciones cavitantes	18
2.3.1. Estudios experimentales más relevantes	20
2.3.2. Estudio de la cavitación mediante CFD	31
2.3.3. Estudios existentes acerca de la influencia de la aguja sobre el fenómeno de la cavitación	40
2.4. Características del chorro Diesel	44
2.4.1. Descripción general del chorro Diesel	44
2.4.2. Proceso de atomización del chorro Diesel	45
2.4.3. Caracterización del chorro Diesel	54
Referencias	59

3	Metodología y herramientas experimentales empleadas	69
3.1.	Introducción	69
3.2.	Determinación de la geometría real de las toberas	70
3.2.1.	Realización del molde de silicona	70
3.2.2.	Visualización mediante el microscopio electrónico de barrido	71
3.2.3.	Determinación de los parámetros geométricos	72
3.3.	Caracterización hidráulica	73
3.3.1.	Medida de la tasa de inyección	74
3.3.2.	Medida del flujo de cantidad de movimiento	76
3.4.	Parámetros y coeficientes descriptivos del flujo interno	78
	Referencias	81
4	Modelado del fenómeno de la cavitación en toberas de inyección Diesel	83
4.1.	Introducción	83
4.2.	Ecuaciones de comportamiento de flujo	84
4.2.1.	Ecuación de conservación de la masa	84
4.2.2.	Ecuación de conservación del momento	86
4.2.3.	Ecuación de conservación de la energía	86
4.3.	Modelado de la cavitación	87
4.4.	Modelado de la turbulencia	91
4.5.	Importancia de los esquemas numéricos	95
4.6.	Condiciones de contorno	98
4.7.	Validación del modelo	99
4.7.1.	Orificio calibrado	100
4.7.2.	Tobera monorificio	103
4.7.3.	Tobera multiorificio	110
	Referencias	117
5	Estudio de la influencia del levantamiento de aguja mediante técnicas RANS	121
5.1.	Introducción	121
5.2.	Análisis a alta presión de inyección	122
5.2.1.	Comportamiento característico del flujo a bajo y alto levantamiento de aguja	122
5.2.2.	Evolución del flujo interno durante el proceso de apertura o cierre del inyector	128
5.2.3.	Turbulencia	131
5.2.4.	Influencia de la posición de la aguja sobre el desarrollo del chorro	132

5.3. Análisis a media y baja presión de inyección	134
5.3.1. Gasto másico	134
5.3.2. Flujo de cantidad de movimiento y velocidad efectiva . .	135
5.3.3. Coeficientes adimensionales	137
Referencias	139
6 Estudio de la influencia del levantamiento de aguja mediante técnicas LES	141
6.1. Introducción	141
6.2. Descripción y validación del estudio computacional	142
6.3. Desarrollo del flujo interno y aspecto de la cavitación	146
6.4. Características del flujo a la salida de la tobera	152
6.5. Desarrollo de la turbulencia	154
6.5.1. Vorticidad del flujo	155
6.5.2. Interacción cavitación-turbulencia	158
6.5.3. Estructuras turbulentas	160
Referencias	162
7 Estudio del flujo interno mediante malla móvil	165
7.1. Introducción	165
7.2. Modificación del código implementado en OpenFOAM	166
7.3. Estudio comparativo de las características del flujo interno mediante simulaciones estacionarias y transitorias	167
7.3.1. Características del combustible a la salida de la tobera . .	168
7.3.2. Aspecto de la cavitación	170
7.4. Acoplamiento del código con AMESim	175
7.4.1. Comparación de resultados: OpenFOAM - AMESim - Experimental	177
Referencias	180
8 Conclusiones y desarrollos futuros	183
8.1. Conclusiones	183
8.2. Desarrollos futuros	191
Bibliografía	195

Índice de figuras

2.1. Esquema representativo de un motor Diesel de inyección directa (izquierda) e indirecta (derecha).	11
2.2. Esquema representativo de un sistema common-rail.	13
2.3. Componentes de un inyector solenoide de un sistema common-rail.	15
2.4. Válvula solenoide de un inyector common-rail.	15
2.5. Funcionamiento de un inyector common-rail.	16
2.6. Componentes de un inyector piezoeléctrico de un sistema common-rail.	17
2.7. Esquema de una tobera saco y VCO.	19
2.8. Representación esquemática de la longitud de la región ocupada por vapor en función del número de cavitación.	22
2.9. Apariencia de la cavitación en una tobera a escala correspondientes a ensayos llevados a cabo por Arcoumanis et al.	24
2.10. Simplificación de la cavitación en un orificio empleada por Nurick.	25
2.11. Comparación de diversos resultados experimentales de coeficientes de descarga.	28
2.12. Evolución del coeficiente de descarga y el área efectiva.	30
2.13. Comparación del tamaño de celda para un método de seguimiento de burbujas y un método de seguimiento de la interfase.	38
2.14. Imagen de un chorro en su fase incipiente. $P_i = 80$ MPa - $P_b = 1$ MPa.	46
2.15. Aspecto macroscópico de los chorros Diesel en una tobera de 7 orificios para tres instantes diferentes. $P_i = 180$ MPa - $P_b = 5$ MPa.	46
2.16. Representación esquemática de los diferentes regímenes de atomización primaria.	47
2.17. Diagrama de Ohnesorge.	49

2.18. Diagrama de Ohnesorge tridimensional.	49
2.19. Regímenes de atomización secundaria según Wierzba.	50
2.20. Influencia de la cavitación sobre el perfil de velocidades.	54
2.21. Esquema de un chorro Diesel.	55
3.1. Esquema representativo del proceso de introducción de la silicona.	70
3.2. Imagen del molde de silicona obtenida en el microscopio de barrido electrónico.	71
3.3. Dimensiones obtenidas gracias a la realización de moldes de silicona.	73
3.4. Esquema representativo de la instalación experimental empleada para la caracterización hidráulica de inyectores.	74
3.5. Maqueta para la medida de la tasa de inyección.	75
3.6. Maqueta para la medida de la cantidad de movimiento.	76
3.7. Esquema del chorro golpeando la diana del sensor.	78
3.8. Perfiles de velocidad y densidad reales y simplificados a la salida del orificio.	79
4.1. Volumen infinitesimal de fluido	85
4.2. Grado de aproximación vs Coste computacional de los métodos de turbulencia existentes.	93
4.3. Apariencia de la cavitación en el plano medio de la tobera aplicando distintos modelos de turbulencia RANS.	94
4.4. Energía cinética turbulenta en el plano medio de la tobera aplicando distintos modelos de turbulencia RANS.	94
4.5. Evolución del gasto másico empleando distintos esquemas de cálculo para términos de divergencia (versión RANS).	96
4.6. Fase vapor en el plano medio de una tobera monorificio para dos esquemas de interpolación distinto: lineal (izquierda) y upwind (derecha).	97
4.7. Comparación de la fase vapor en la sección de salida empleando una condición de presión media (izquierda) y constante (derecha).	99
4.8. Orificio calibrado empleado en la validación inicial del código.	100
4.9. Evolución de la presión en el orificio calibrado.	101
4.10. Promedio y desviación típica de la fase vapor obtenida mediante OpenFOAM	102
4.11. Apariencia de la cavitación obtenida experimentalmente por Winklhofer et al.	103
4.12. Tobera monorificio validada.	104
4.13. Evolución del gasto másico y del flujo de cantidad de movimiento en función de tiempo para el caso $P_i = 30 \text{ MPa} - P_b = 4 \text{ MPa}$	105

4.14. Comparación de resultados experimentales y computacionales obtenidos sobre la tobera monorificio.	106
4.15. Apariencia de la cavitación y perfiles radiales de velocidad y densidad para el caso $P_i = 100$ MPa - $P_b = 4$ MPa.	107
4.16. Perfiles de velocidad y densidad para condiciones cavitantes y no cavitantes.	108
4.17. Energía cinética turbulenta en la sección de salida.	109
4.18. Sector correspondiente a un orificio de la tobera multiorificio validada.	111
4.19. Comparación de gasto másico experimental y computacional.	112
4.20. Aspecto de la cavitación para los casos de $P_i = 30$ MPa y $P_i = 80$ MPa.	113
4.21. Presión media en la sección de entrada del orificio.	114
4.22. Comparación de resultados experimentales y computaciones de flujo de cantidad de movimiento y velocidad efectiva.	116
4.23. Comparación de resultados experimentales y computaciones de coeficientes adimensionales de flujo.	116
5.1. Evolución del gasto másico y de la cavitación para levantamientos de $30 \mu m$ y $250 \mu m$. $P_i = 160$ MPa - $P_b = 50 - 3$ MPa.	123
5.2. Líneas de corriente y aspecto de la cavitación en el plano medio de la tobera para levantamientos de $250 \mu m$ y $30 \mu m$. $P_i = 160$ MPa - $P_b = 7$ MPa.	124
5.3. Evolución de la presión media para distintas secciones de la tobera para levantamientos de $30 \mu m$ y $250 \mu m$. $P_i = 160$ MPa - $P_b = 7$ MPa.	125
5.4. Evolución del flujo de cantidad de movimiento y velocidad efectiva para levantamientos de $30 \mu m$ y $250 \mu m$	126
5.5. Evolución de los coeficientes de flujo adimensionales para levantamientos de $30 \mu m$ y $250 \mu m$	127
5.6. Evolución del gasto másico, flujo de cantidad de movimiento y velocidad efectiva para todos los levantamientos simulados a $P_i = 160$ MPa.	128
5.7. Evolución de los coeficientes adimensionales para todos los levantamientos simulados para $P_i = 160$ MPa.	130
5.8. Número de cavitación crítico para levantamientos de aguja entre 10 y $50 \mu m$ a $P_i = 160$ MPa.	130
5.9. Energía cinética turbulenta para levantamientos de 250 , 50 y $20 \mu m$. $P_i = 160$ MPa - $P_b = 7$ MPa.	131

5.10. Distribución en la sección de salida de velocidad, densidad y fase vapor para levantamientos de 75 y 30 μm . $P_i = 160$ MPa - $P_b = 70$ MPa.	133
5.11. Desviación del flujo respecto al eje del orificio para los levantamientos de 75 y 30 μm . $P_i = 160$ MPa - $P_b = 70$ MPa.	133
5.12. Evolución del gasto másico para una presión de inyección de 80 MPa (izquierda) y 30 MPa (derecha).	135
5.13. Evolución del flujo de cantidad de movimiento para una presión de inyección de 80 MPa (izquierda) y 30 MPa (derecha).	136
5.14. Evolución de la velocidad efectiva para una presión de inyección de 80 MPa (izquierda) y 30 MPa (derecha).	137
5.15. Evolución de los coeficientes adimensionales para todos los levantamientos simulados para $P_i = 80$ MPa	138
5.16. Evolución de los coeficientes adimensionales para todos los levantamientos simulados para $P_i = 30$ MPa	139
6.1. Esquema representativo del funcionamiento de la condición de contorno de entrada con canal previo.	143
6.2. Evolución del gasto másico con el tiempo para la simulación $P_i = 160$ MPa - $P_b = 5$ MPa en una simulación RANS y LES.	144
6.3. Comparación de los resultados experimentales frente a los resultados proporcionados por el modelo en su versión RANS y LES.	145
6.4. Comparación de la fase vapor promedio y de la desviación típica proporcionadas por el modelo en su versión RANS y LES.	146
6.5. Evolución en el tiempo de isosuperficies de $\gamma = 0.3$ para un levantamiento de aguja de 250 μm	148
6.6. Evolución en el tiempo de isosuperficies de $\gamma = 0.3$ para un levantamiento de aguja de 30 μm	149
6.7. Campo de presión para levantamientos de 250 μm (izquierda) y 30 μm (derecha).	150
6.8. Campo de velocidad y líneas de corriente para levantamientos de 250 μm (izquierda) y 30 μm (derecha).	151
6.9. Aspecto de la cavitación para levantamientos de 10, 30, 50, 75 y 250 μm	151
6.10. Gasto másico en función del levantamiento de aguja: valores reales (izquierda) y adimensionalizados (derecha).	153
6.11. Flujo de cantidad de movimiento en función del levantamiento de aguja: valores reales (izquierda) y adimensionalizados (derecha).	153
6.12. Velocidad efectiva en función del levantamiento de aguja: valores reales (izquierda) y adimensionalizados (derecha).	154

6.13. Fase vapor y vorticidad en el plano medio de la tobera para distintos instantes temporales para un levantamiento de $250 \mu m$	156
6.14. Fase vapor y vorticidad en el plano medio de la tobera para distintos instantes temporales para un levantamiento de $75 \mu m$	157
6.15. Fase vapor y vorticidad en el plano medio de la tobera para distintos instantes temporales para un levantamiento de $30 \mu m$	157
6.16. Desarrollo de las líneas de corriente en el saco de la tobera para un levantamiento de $250 \mu m$	158
6.17. Vectores velocidad representados en una sección transversal del orificio.	159
6.18. Aspecto de la cavitación (izquierda) y vorticidad (derecha) para distintas secciones transversales del orificio de la tobera.	160
6.19. Estructuras turbulentas representadas a través de isosuperficies de $Q > 1.53 \cdot 10^{15} s^{-2}$ y coloreadas por velocidad.	161
7.1. Deformación de la malla para distintas posiciones de la aguja.	167
7.2. Comparación del gasto másico obtenido mediante simulaciones a levantamientos de aguja fijos y mediante malla móvil.	168
7.3. Comparación del flujo de cantidad de movimiento obtenido mediante simulaciones a levantamientos de aguja fijos y mediante malla móvil.	169
7.4. Comparación de la velocidad efectiva obtenida mediante simulaciones a levantamientos de aguja fijos y mediante malla móvil.	169
7.5. Comparación de la fase vapor obtenida mediante simulaciones a levantamientos de aguja fijos y malla móvil. $P_i = 160 \text{ MPa} - P_b = 3 \text{ MPa}$	171
7.6. Comparación de la fase vapor obtenida mediante simulaciones a levantamientos de aguja fijos y malla móvil. $P_i = 80 \text{ MPa} - P_b = 3 \text{ MPa}$	172
7.7. Evolución de la cavitación y del gasto másico en función de la posición de la aguja obtenida mediante malla móvil. $P_i = 160 \text{ MPa} - P_b = 3 \text{ MPa}$	174
7.8. Evolución de la velocidad en el plano medio de la tobera para distintos levantamientos de aguja. $P_i = 160 \text{ MPa} - P_b = 3 \text{ MPa}$	174
7.9. Evolución de la cavitación y del gasto másico en función de la posición de la aguja obtenida mediante malla móvil. $P_i = 80 \text{ MPa} - P_b = 3 \text{ MPa}$	175
7.10. Modelo de la tobera implementado en AMESim.	176
7.11. Fotografía de la aguja (izquierda), fotografía del molde de silicona obtenido (centro) y superposición de ambas imágenes para la caracterización de los volúmenes de la tobera (derecha).	177

7.12. Evolución de la presión de inyección proporcionada por AMESim.	178
7.13. Ley de levantamiento y velocidad de la aguja procedentes de AME- Sim.	179
7.14. Comparación de los resultados proporcionados por OpenFOAM y AMESim frente a los resultados experimentales.	180

Lista de símbolos

Griegos

α	Coeficiente de campana de la distribución gaussiana.
α	Fracción volumétrica.
α_2	Fracción volumétrica de la fase 2.
ΔP	Diferencia entre la presión de inyección y la presión de descarga.
Δp	Variación de presión.
Δt	Paso temporal.
Δu	Variación de velocidad.
Δx	Tamaño de celda.
ε	Disipación de energía cinética turbulenta.
ϕ	Fuente de energía interna.
γ	Fracción de vapor.
φ	Ángulo entre el eje vertical de la tobera y el eje del orificio.
κ	Conductividad térmica.
λ	Longitud de onda.
μ_l	Viscosidad dinámica de la fase líquida.
μ_t	Viscosidad turbulenta.
μ_v	Viscosidad dinámica de la fase vapor.
θ	Ángulo de apertura del chorro.
ρ	Densidad.
ρ_l	Densidad del combustible en fase líquida.
ρ_v	Densidad de la fase vapor.

ρ_1	Densidad de la fase 1.
ρ_2	Densidad de la fase 2.
ρ_a	Densidad del gas de descarga.
ρ_l^0	Densidad del combustible en estado líquido a una cierta temperatura.
$\rho_{l\text{sat}}$	Densidad de la fase líquida saturada.
$\rho_{v\text{sat}}$	Densidad de la fase vapor saturada.
σ	Tensión superficial.
σ_ϵ	Constante para la ecuación de transporte de la disipación de energía cinética turbulenta.
σ_k	Constante para la ecuación de transporte de la energía cinética turbulenta.
Γ	Intercambio de masa.
τ	Tensión cortante debida la viscosidad.
ν	Viscosidad cinemática.
ω	Vorticidad.
Ψ	Compresibilidad.
Ψ_l	Compresibilidad de la fase líquida.
Ψ_v	Compresibilidad de la fase vapor.

Latinos

a	Velocidad del sonido.
A	Área.
A_c	Área en la vena contracta.
A_{ef}	Área efectiva.
A_o	Área de salida.
AR	Reducción de área.
A_t	Área del tubo del equipo de medida de la tasa de inyección.
$C_{1\epsilon}^*$	Constante del modelo de turbulencia RNG k- ϵ .
C_a	Coficiente de área.
C_c	Coficiente de contracción en la vena contracta.
C_d	Coficiente de descarga.
$C_{2\epsilon}$	Constante del modelo de turbulencia RNG k- ϵ .
C_μ	Constante para el cálculo de la viscosidad turbulenta.
CN	Número de cavitación.
C_o	Coficiente modelo de cavitación de Chen y Heister.

C_o	Número de Courant.
$C_{o_{acustico}}$	Número acústico de Courant.
C_v	Coefficiente de velocidad.
d	Diámetro de una burbuja.
D	Diámetro.
D_e	Diámetro equivalente de entrada.
D_h	Diámetro equivalente provocado por el proceso de hidroerosión.
d_i	Diámetro de una gota.
D_{ie}	Diámetro de entrada determinado desde la vista inferior.
D_{ih}	Diámetro provocado por el proceso de hidroerosión desde la vista inferior.
D_{im}	Diámetro medio determinado desde la vista inferior.
D_{is}	Diámetro de salida determinado desde la vista inferior.
D_{le}	Diámetro de entrada determinado desde la vista lateral.
D_{lh}	Diámetro provocado por el proceso de hidroerosión desde la vista lateral.
D_{lm}	Diámetro medio determinado desde la vista lateral.
D_{ls}	Diámetro de salida determinado desde la vista lateral.
D_m	Diámetro equivalente medio.
d_{min}	Diámetro mínimo de las burbujas presentes en el fluido.
D_s	Diámetro equivalente de salida.
D'	Diámetro definido para el cálculo del efecto barril.
d^*	Relación entre el diámetro de una burbuja y el tamaño de celda.
e	Energía.
EB	Efecto barril.
F	Fuerza.
F_{grav}	Fuerza debida a la gravedad.
F_{pres}	Fuerza debida a la presión.
F_{visc}	Fuerza asociada a los efectos viscosos.
IH	Impacto de hidroerosión.
K	Número de cavitación.
k	Energía cinética turbulenta.
K_{crit}	Número de cavitación en condiciones críticas de cavitación.
k-factor	Factor de conicidad.
L	Longitud del orificio.

\dot{m}	Gasto másico.
m	Masa.
\dot{M}_f	Flujo de cantidad de movimiento de combustible.
\dot{m}_f	Gasto másico de combustible.
\dot{m}_{teor}	Gasto másico teórico.
N	Número de fases presentes en el fluido.
N_i	Número total de gotas de diámetro de d_i .
N'''	Densidad de burbujas en el fluido.
N_0'''	Densidad inicial de burbujas en el fluido.
Oh	Número de Ohnesorge.
P	Presión.
p_1	Presión en el punto 1.
p_2	Presión en el punto 2.
P_b	Presión de descarga.
P_{bcrit}	Presión de descarga en condiciones críticas de cavitación.
P_i	Presión de inyección.
P_k	Producción de energía cinética turbulenta.
p_v	Presión de vapor.
Q	Segundo invariante de la velocidad.
R	Radio medio de las burbujas.
R	Radio total del chorro en una posición axial determinada.
Re	Número de Reynolds.
R_i	Radio de curvatura inferior.
R_s	Radio de curvatura superior.
S	Penetración del chorro.
S_c	Número de Schmidt.
S_e	Fuente de energía eventual.
S_{Mx}	Término fuente en la dirección x de la ecuación de conservación del momento.
S_{My}	Término fuente en la dirección y de la ecuación de conservación del momento.
S_{Mz}	Término fuente en la dirección z de la ecuación de conservación del momento.
T	Temperatura.
t	Tiempo.

u	Velocidad.
\bar{u}	Vector velocidad.
u_c	Velocidad del fluido en la vena contracta.
u_{ef}	Velocidad efectiva.
u_{eje}	Velocidad en el eje del chorro.
u_{rel}	Velocidad relativa entre las gotas del chorro y el gas que lo rodea.
u_{teor}	Velocidad teórica.
u_x	Velocidad en la dirección del eje x.
u_y	Velocidad en la dirección del eje y.
u_z	Velocidad en la dirección del eje z.
We	Número de Weber.
We_g	Número de Weber relativo al gas de descarga.
x, y, z	Coordenadas cartesianas.
Y	Concentración de combustible.
y^+	Distancia adimensionalizada de la pared.
Y_{eje}	Concentración de combustible en el eje del chorro.

Capítulo 1

Planteamiento de la tesis

1.1. Justificación y objetivos

En los últimos años, la creciente preocupación por la protección del medio ambiente ha provocado que la reducción de las emisiones contaminantes y del consumo de combustible se convierta en uno de los principales retos en el campo de los motores Diesel destinados al sector del automóvil. Muchos de los logros y avances conseguidos con tal fin son debidos al desarrollo de los sistemas de inyección, ya sea mediante nuevos diseños o nuevas condiciones de operación. Así, de su diseño y funcionamiento depende en gran medida el desarrollo del flujo interno y del spray, y por lo tanto el proceso de mezcla entre el aire y el combustible y el posterior proceso de combustión [1-8].

Precisamente, para la mejora de la atomización del chorro y del proceso de mezcla, los actuales motores Diesel tienden a emplear cada vez presiones de inyección más elevadas, llegando actualmente hasta los 200 MPa. Sin embargo, la utilización de presiones tan altas favorece la aparición de la cavitación en el interior de las toberas de inyección. Este fenómeno, perjudicial en bombas y demás máquinas hidráulicas por el deterioro que puede ocasionar en los equipos, provoca durante el proceso de inyección Diesel un aumento del ángulo de apertura del chorro a la salida de la tobera, mejorando el proceso de mezcla entre el combustible y el aire [9-11]. Además, la aparición de burbujas de vapor aumenta la velocidad máxima del fluido debido a la reducción de la fricción con las paredes [3] y a la disminución del diámetro efectivo para el paso de combustible en fase líquida [3, 12].

Desafortunadamente, el estudio experimental de la cavitación en toberas de inyección Diesel resulta realmente difícil, debido en gran medida a las reducidas dimensiones de los orificios de descarga y a las elevadas velocidades que alcanza el combustible en su interior. Por otra parte, la enorme influencia que presenta la cavitación en función de las características geométricas de la tobera [9, 13] dificulta aún más si cabe el estudio del flujo interno, puesto que durante el proceso de inyección, el movimiento de la aguja durante la fase de apertura y cierre del inyector cambia por completo la geometría de la tobera.

Si a todas estas dificultades se añade la tendencia en los últimos años de realizar preinyecciones y postinyecciones aparte de la inyección principal para reducir el ruido y las emisiones contaminantes del motor [14, 15], el estudio del fenómeno de la cavitación se vuelve extremadamente complejo, puesto que la aguja del inyector se encuentra en constante movimiento.

Precisamente, la influencia de la posición de la aguja en toberas de inyección Diesel sobre el flujo interno en condiciones cavitantes es el tema principal de la presente tesis. Su estudio se abordará principalmente mediante CFD (Computational Fluid Dynamics), aunque para la validación y puesta a punto del código se realizarán también medidas experimentales a levantamiento máximo de aguja.

La presente Tesis tratará también de profundizar y dar explicación a los diversos fenómenos asociados a la cavitación en toberas de inyección. Además, la utilización de un modelo de código abierto y de libre distribución no utilizado anteriormente en condiciones de operación similares a las existentes en el proceso de inyección Diesel, supondrá un reto añadido para la consecución de los objetivos planteados y una excelente oportunidad para la obtención de un modelo que permita reproducir fielmente el comportamiento del flujo interno.

1.2. Antecedentes

Tal y como demuestran numerosas tesis presentadas durante los últimos años [16-24], el Departamento de Máquinas y Motores Térmicos de la Universidad Politécnica de Valencia posee una dilatada experiencia en el estudio del proceso de inyección Diesel. De todas ellas, existen dos trabajos estrechamente relacionados con la presente Tesis, puesto que se ocupan del estudio del flujo interno o del spray en condiciones cavitantes.

En concreto, la tesis elaborada por Salvador [23], titulada "Estudio teórico experimental de la influencia de la geometría de toberas de inyección diésel sobre las características del flujo interno y del chorro" es sin duda el trabajo

más afín. Su trabajo está enfocado a una mejor comprensión de las condiciones operativas y geométricas que propician el inicio y desarrollo del fenómeno de la cavitación, junto a sus consecuencias sobre el flujo interno y sobre el comportamiento macroscópico del chorro. Inicialmente, Salvador llevó a cabo un exhaustivo estudio experimental empleando un amplio abanico de toberas diseñadas para aislar la influencia relativa de diversos parámetros geométricos. Posteriormente, este estudio se complementó gracias a la simulación tridimensional del flujo interno, permitiendo justificar las tendencias observadas experimentalmente y profundizar en los aspectos más importantes del flujo cavitante.

Si bien este trabajo ha resultado ser el antecedente más directo e influyente, es también importante resaltar el trabajo llevado a cabo por de la Morena [24]. Su Tesis, centrada en el estudio experimental de las características del chorro diésel en campo próximo, permitió conocer la influencia de las características del flujo interno en condiciones cavitantes y no cavitantes sobre el comportamiento del chorro. Gracias a la medida de la tasa de inyección y el flujo de cantidad de movimiento y al desarrollo de una técnica de visualización a alta resolución, de la Morena pudo determinar en condiciones estacionarias los efectos de la aparición de la cavitación en toberas de inyección sobre el proceso de atomización y la estructura macroscópica del chorro.

1.3. Estructura de la tesis

Con el objetivo de facilitar la comprensión y seguimiento del trabajo realizado en la presente Tesis, así como de los resultados derivados de la misma, se ha dividido el documento en 8 capítulos.

Una vez establecidos los objetivos y antecedentes de la Tesis en el **capítulo 1**, en el **capítulo 2** se llevará a cabo una amplia revisión del proceso de inyección Diesel. En primer lugar se describirán los principales componentes y el funcionamiento del sistema de inyección directa más utilizado en la actualidad, el sistema common-rail. Seguidamente, se hará una revisión de los trabajos experimentales y computacionales más relevantes publicados hasta la fecha centrados en las características del flujo interno en condiciones cavitantes. Finalmente, se presentará un resumen de los aspectos más importantes del chorro Diesel y de su atomización, incluyendo los efectos de la cavitación en el desarrollo del mismo.

En el **capítulo 3** se detallará la metodología y las herramientas experimentales empleadas en la presente Tesis. Se describirá por tanto la técnica de obtención de la geometría real de las toberas mediante moldes de silicona y

los equipos empleados para la obtención de la tasa de inyección y el flujo de cantidad de movimiento. Si bien el estudio principal de la Tesis acerca de la influencia de la posición de la aguja será puramente computacional, la utilización de estas tres herramientas experimentales permitirá validar y comprobar el nivel de precisión del código de cálculo bajo condiciones de funcionamiento similares a las que se pueden dar en un motor Diesel. Además, la obtención de moldes de silicona permitirá, posteriormente, la reproducción exacta de cada tobera en modelos tridimensionales creados a partir de herramientas CAD (Computer Aided Design). Dichos modelos serán utilizados en la simulación del flujo interno mediante OpenFOAM [25].

El **capítulo 4** estará dedicado al modelado computacional del fenómeno de la cavitación en toberas de inyección Diesel. En él, se describirán las ecuaciones principales que gobiernan el comportamiento de los fluidos junto con las hipótesis y ecuaciones del código de cálculo que se utilizarán posteriormente. Asimismo, se comentarán los aspectos más relevantes de la puesta a punto del código y se realizará una extensa validación del mismo sobre un orificio calibrado, una tobera monorificio y una tobera multiorificio utilizando para ello los resultados obtenidos mediante las herramientas experimentales mencionadas en el párrafo anterior. Los resultados procedentes de dicho estudio servirán por una parte para comprobar la validez del modelo para predecir el comportamiento del flujo interno en condiciones cavitantes y no cavitantes, y por otra como base para el estudio de los diferentes fenómenos asociados a la aparición de la cavitación, como el colapso de gasto másico o el aumento de velocidad efectiva.

En el **capítulo 5** se abordará mediante simulaciones RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes) el estudio de la influencia del levantamiento de aguja sobre el flujo interno en una tobera multiorificio previamente validada en el capítulo 4. En este capítulo se presentarán los resultados de un estudio de más de 500 simulaciones calculadas bajo una gran variedad de condiciones de presión y levantamientos de aguja, analizando detalladamente tanto las características del combustible en el interior de la tobera como a la salida de la misma. El estudio de parámetros como el gasto másico, el flujo de cantidad de movimiento, la velocidad de inyección, la aparición de la cavitación o el desarrollo de la turbulencia para distintas posiciones de aguja, servirá para comprender mejor el comportamiento del combustible durante el proceso de apertura y cierre del inyector.

Una vez estudiado en detalle la influencia de la posición de la aguja sobre el flujo interno mediante métodos RANS, en el **capítulo 6** se complementará dicho estudio aplicando métodos LES (Large Eddy Simulation). Inicialmente,

se realizará una breve comparación de los resultados proporcionados por el código aplicando este tipo de métodos con aquellos obtenidos mediante métodos RANS para conocer las diferencias existentes entre ambos tipos de simulaciones. Posteriormente, se pasará a la simulación del flujo interno en condiciones cavitantes a diferentes levantamientos de aguja. Gracias al uso de Large Eddy Simulation se podrá obtener información más detallada y profundizar en aspectos relacionados con el desarrollo de la turbulencia, como por ejemplo la interacción entre la cavitación y la propia turbulencia o la influencia del levantamiento de aguja en el desarrollo de vórtices en el interior de la tobera.

El **capítulo 7** estará también centrado en el estudio de la influencia de la posición de la aguja sobre flujo interno en condiciones cavitantes. Sin embargo, a diferencia de los capítulos 5 y 6 en los que se simulaban distintos levantamientos de aguja fijos, en el presente capítulo se estudiará el proceso de apertura y cierre de la aguja teniendo en cuenta sus efectos dinámicos mediante el empleo de malla móvil. Este hecho, posible a partir de la modificación del código de cálculo original, permitirá junto con la utilización de condiciones de contorno procedentes del modelado 1D, conocer con mayor realismo las características del flujo interno durante todo el proceso de inyección.

Por último, en el **capítulo 8** se expondrán a modo de resumen las conclusiones más significativas derivadas de cada uno de los estudios presentados en esta Tesis, y se propondrán futuras líneas de trabajo encaminadas a mejorar el conocimiento del proceso de inyección diesel y del fenómeno de la cavitación.

Referencias

- [1] FAETH, G., L.-P. HSIANG y P.-K. WU. «Structure and Breakup Properties of Sprays». *International Journal of Multiphase Flow* 21 (1995), págs. 99-127.
- [2] PARK, S. H., H. K. SUH y C. S. LEE. «Effect of Bioethanol-Biodiesel Blending Ratio on Fuel Spray Behavior and Atomization Characteristics». *Energy & Fuels* 23.8 (2009), págs. 4092-4098.
- [3] PAYRI, R., J. GARCÍA, F. SALVADOR y J. GIMENO. «Using spray momentum flux measurements to understand the influence of diesel nozzle geometry on spray characteristics». *Fuel* 84.5 (2005), págs. 551-561.
- [4] SUH, H. K. y C. S. LEE. «Effect of cavitation in nozzle orifice on the diesel fuel atomization characteristics». *International journal of heat and fluid flow* 29 (2008), págs. 1001-1009.

-
- [5] PAYRI, R., F. SALVADOR, J. GIMENO y J. DE LA MORENA. «Effects of nozzle geometry on direct injection diesel engine combustion process». *Applied thermal engineering* 29 (2009), págs. 2051-2060.
- [6] PARK, S., S. KIM y C. LEE. «Mixing stability and spray behavior characteristics of diesel-ethanol-methyl ester blended fuels in a common-rail diesel injection system». *Energy & Fuels* 23 (2009), págs. 5228-5235.
- [7] DESANTES, J. M., R. PAYRI, F. J. SALVADOR y A. GIL. «Development and validation of a theoretical model for Diesel spray penetration». *Fuel* 85 (7-8) (2006), págs. 910-917.
- [8] DESANTES, J., R. PAYRI, J. GARCIA y F. SALVADOR. «A contribution to the understanding of isothermal diesel spray dynamics». *Fuel* 86.7-8 (2007), págs. 1093-1101.
- [9] PAYRI, F., V. BERMÚDEZ, R. PAYRI y F. SALVADOR. «The influence of cavitation on the internal flow and the spray characteristics in diesel injection nozzles». *Fuel* 83 (2004), págs. 419-431.
- [10] PAYRI, R., F. SALVADOR, J. GIMENO y J. DE LA MORENA. «Study of cavitation phenomena based on a technique for visualizing bubbles in a liquid pressurized chamber». *Internal Journal of Heat and Fluid Flow* 30 (2009), págs. 768-777.
- [11] DESANTES, J., F. SALVADOR, F. SALVADOR, J. LÓPEZ y J. DE LA MORENA. «Study of mass and momentum transfer in diesel sprays based on X-ray mass distribution measurements and on a theoretical derivation». *Experiments in Fluids* 50 (2011), págs. 233-246.
- [12] SCHMIDT, D. y M. CORRADINI. «The internal Flow of Diesel Fuel Injector Nozzles: a Review». *International Journal of Engine Research* 2 (2001).
- [13] MACIÁN, V., R. PAYRI, X. MARGOT y F. SALVADOR. «A CFD analysis of the influence of diesel nozzle geometry on the inception of cavitation». *Atomization and Sprays* 13 (2003), págs. 579-604.
- [14] STUMPP, G. y M. RICCO. «Common Rail - An attractive fuel injection system for passenger car DI Diesel engines». *SAE Paper 960870* (1996).
- [15] MITTAL, M., G. ZHU, T. STUECKEN y H. SCHOCK. «Effects of Pre-Injection on Combustion Characteristics of a Single-Cylinder Diesel Engine». ASME. 2009.

-
- [16] ARRÈGLE, J. «Análisis de la estructura y dinámica interna de chorros Diesel». Tesis doct. E.T.S. Ingenieros Industriales (Universidad Politécnica de Valencia), 1997.
- [17] GIMENO, J. «Desarrollo y aplicación de la medida del flujo de cantidad de movimiento de un chorro Diesel». Tesis doct. E.T.S. Ingenieros Industriales (Universidad Politécnica de Valencia), 2008.
- [18] GONZÁLEZ, C. A. «Estudio de la influencia de la geometría de la tobera de inyección en la combustión y emisión de contaminantes de un motor diesel». Tesis doct. E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, 2005.
- [19] HERMENS, S. «Influence of Diesel injector nozzle geometry on the injection and combustion process». Tesis doct. E.T.S. Ingenieros Industriales (Universidad Politécnica de Valencia), 2007.
- [20] PLAZAS, A. H. «Modelado unidimensional de inyectores common-rail Diesel». Tesis doct. E.T.S. Ingenieros Industriales (Universidad Politécnica de Valencia), 2005.
- [21] RODRIGUEZ, P. «Modelado del comportamiento hidrodinámico de sistemas de inyección directa Diesel». Tesis doct. E.T.S. Ingenieros Industriales (Universidad Politécnica de Valencia), 2001.
- [22] RUIZ, S. «Estudio teórico-experimental de los procesos de atomización y de mezcla en los chorros diesel D.I.» Tesis doct. E.T.S. Ingenieros Industriales (Universidad Politécnica de Valencia), 2003.
- [23] SALVADOR, F. J. «Estudio teórico experimental de la influencia de la geometría de toberas de inyección diesel sobre las características del flujo interno y del chorro». Tesis doct. E.T.S. Ingenieros Industriales (Universidad Politécnica de Valencia), 2003.
- [24] MORENA, J. DE LA. «Estudio de la influencia de las características del flujo interno en toberas sobre el proceso de inyección Diésel en campo próximo». Tesis doct. E.T.S. Ingenieros Industriales (Universidad Politécnica de Valencia), 2011.
- [25] *OpenFOAM user guide version 1.4*, <http://www.openfoam.org>.

Capítulo 2

Fundamentos del proceso de inyección

2.1. Introducción

El presente capítulo se divide en tres grandes bloques. El primer bloque está centrado en la descripción de los principales sistemas de inyección, prestando especial atención al sistema más utilizado en la actualidad, el sistema common-rail.

Una vez revisado el funcionamiento de cada uno de los componentes del sistema de inyección, en el segundo bloque se llevará a cabo una recopilación de los estudios experimentales y computacionales más importantes publicados hasta la fecha centrados en las características del flujo interno en condiciones cavitantes.

Finalmente, esta recopilación se complementará en un tercer bloque con una revisión bibliográfica de los trabajos más relevantes sobre las características del chorro Diesel y su dependencia del flujo interno.

2.2. Sistemas de inyección Diesel

Uno de los aspectos más importantes en el funcionamiento de un motor de encendido por compresión es sin duda el diseño del sistema de inyección, responsable de la entrega del combustible. De su funcionamiento, dependerá en

gran medida el proceso de mezcla entre el aire y el combustible y su posterior combustión. En este sentido, resulta evidente su enorme influencia sobre las prestaciones del motor y la formación de emisiones contaminantes.

Por definición, todo sistema de inyección debe cumplir tres funciones básicas:

- Introducir el combustible en el interior de la cámara de combustión según una ley que definirá el comportamiento de las diferentes fases del proceso de combustión en sincronismo con el movimiento del pistón.
- Atomizar el combustible para aumentar la superficie en contacto con el aire caliente tras la carrera de compresión, acelerando de esta manera su evaporación.
- Mezclar el combustible con el aire existente en la cámara de combustión.

Si bien es cierto que cualquier sistema de inyección Diesel desempeña un papel crucial en el suministro y atomización del combustible, el protagonismo del sistema de inyección en la mezcla del combustible con el aire disponible depende en gran medida del tipo de motor Diesel: de inyección directa o inyección indirecta.

En los motores de inyección directa, la cámara de combustión se encuentra íntegramente labrada en el pistón. El aire introducido a través de los conductos de admisión circula a velocidades cercanas a los 25 m/s, por lo que la turbulencia desarrollada es prácticamente despreciable en comparación con los niveles de turbulencia desarrollados en los motores de inyección indirecta. Este hecho obliga a que sea el campo convectivo del combustible y no el aire quien se responsabilice del proceso de mezcla, forzando el empleo de sistemas de inyección más avanzados que permitan mejorar la atomización del mismo (mediante toberas multiorificio con diámetros cercanos a las 100 μm y presiones de inyección de hasta 200 MPa).

Por el contrario, en los motores de inyección indirecta, la cámara de combustión se encuentra dividida en dos partes unidas por un conducto: la precámara (alojada habitualmente en la culata del motor) y la cámara de combustión labrada en el pistón. Durante la carrera de compresión, el aire pasa del cilindro a la precámara, adquiriendo un movimiento turbulento en forma de vórtice provocado por la geometría de la misma, que facilitará el proceso de mezcla entre el aire y el combustible. En este tipo de sistemas, el papel que desarrolla la presión de inyección y, por tanto, el sistema de inyección es marginal. Por ello, suelen emplearse inyectores de un único orificio con presiones relativamente bajas (20-30 MPa).

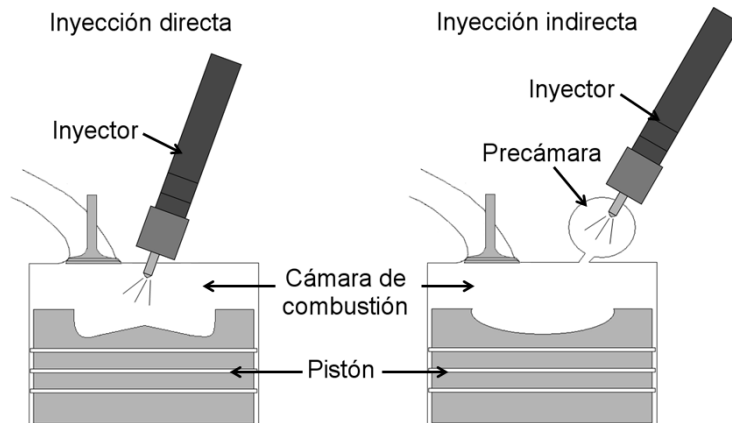


Figura 2.1: Esquema representativo de un motor Diesel de inyección directa (izquierda) e indirecta (derecha).

El hecho de que los motores Diesel de inyección directa gocen de mayor rendimiento que los motores Diesel de inyección indirecta (fruto de sus menores pérdidas de calor debido a la menor relación superficie/volumen) ha llevado al primero a desplazar al segundo en el mercado, estando este último claramente en desuso [1].

2.2.1. Sistemas de inyección directa en motores Diesel

Dentro del campo de los sistemas de inyección directa existen en el mercado diferentes configuraciones. A continuación se listan las diferentes configuraciones y sus características principales:

- **Sistemas de acción directa o *Rotary Pump*.**
Los primeros sistemas de inyección directa en motores de encendido por compresión disponían de una bomba de alta presión encargada de suministrar el combustible necesario al inyector, cuya misión se reducía a la atomización del combustible. Los inconvenientes relacionados con la imposibilidad de regular adecuadamente la presión debido a que esta dependía del régimen de giro de la bomba y mantener una presión constante durante el tiempo de inyección, acabaron por descartar el uso de este sistema con el paso del tiempo.
- **Sistemas bomba-inyector.**
En este tipo de sistemas, también conocidos como *Unit Injector*, la bomba

y el inyector forman una única unidad, colocada en la culata del motor. El émbolo de la bomba se acciona directamente a través del árbol de levas, o bien, a través de articulaciones. El inicio de la inyección y su duración está controlado gracias a una válvula solenoide alojada en cada inyector. Precisamente, la posibilidad de controlar electrónicamente el sistema a través de una ECU (Electronic Control Unit), junto con las altas presiones de inyección que permite alcanzar suponen las ventajas más importantes de este tipo de sistemas.

- **Sistemas bomba-tubería-inyector.**
Los sistemas bomba-tubería-inyector o *Unit Pump*, son una variante del sistema anterior en el que la bomba y el inyector están conectados por una línea corta de alta presión. Al igual que el sistema bomba-inyector, el sistema bomba-tubería-inyector permite obtener presiones de inyección elevadas y controlar el inicio y la duración de la inyección a través una válvula solenoide dispuesta en cada una de las bombas asociadas a cada cilindro.
- **Sistemas de acumulación.**
Los sistemas de acumulación se basan en almacenar el combustible a una determinada presión en un volumen situado entre la bomba y el inyector, donde éste permanecerá hasta ser inyectado. La bomba, accionada por el cigüeñal del motor, se encarga exclusivamente de elevar la presión del combustible, mientras que el inyector se encarga tanto de su dosificación como de su atomización. A este tipo de sistemas de inyección pertenece el sistema common-rail, que se ha convertido en la actualidad en el sistema de inyección Diesel con mayor cuota de mercado en el sector de turismos y vehículos industriales. Su gran flexibilidad le permite controlar fácilmente el inicio y el fin de la inyección, la cantidad de combustible inyectado, la ley de entrega y la presión de inyección. Además, la existencia de un depósito previo permite amortiguar las oscilaciones de presión generadas por la bomba o las perturbaciones originadas por la rápida salida de combustible por los orificios de descarga de los inyectores.

El sistema common-rail

En la Figura 2.2 se muestra un esquema de un sistema common-rail, cuyos componentes se pueden clasificar en dos grandes grupos: elementos del circuito de baja presión y elementos del circuito de alta presión. En concreto, los elementos del circuito de baja presión lo componen el depósito de combustible, las tuberías, el filtro y la bomba de alimentación. Los elementos del

circuito de alta presión lo forman la bomba de alta presión, el raíl, la válvula reguladora de presión, el sensor de presión, la línea de alta presión y los inyectores.

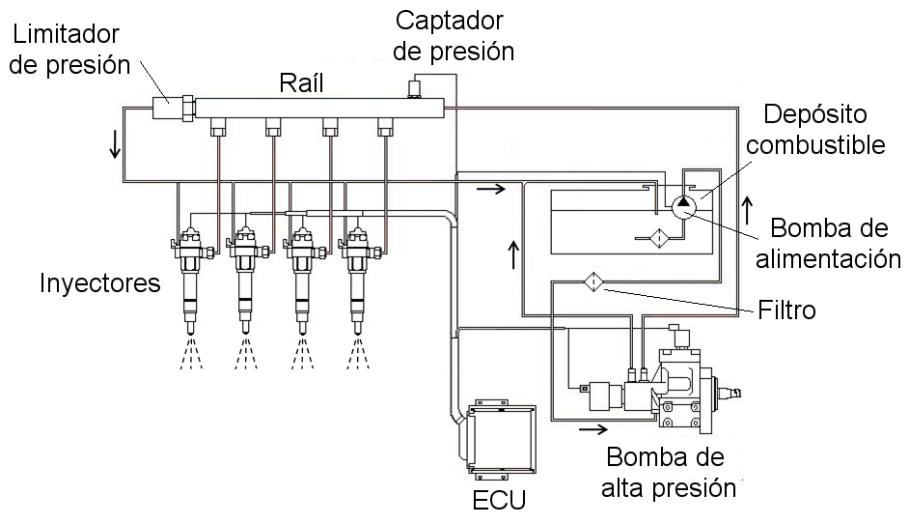


Figura 2.2: Esquema representativo de un sistema common-rail.

El combustible alojado en el depósito es aspirado por la bomba de baja presión, alimentando a la bomba de alta presión previo paso por un filtro. Este filtro permite eliminar las posibles impurezas o restos de agua que podrían ocasionar daños en el resto de componentes del sistema, especialmente en la bomba (donde el agua podría provocar daños por corrosión) y en los inyectores (donde los orificios podrían quedar obstruidos).

La bomba de alta presión impulsa el combustible hasta el raíl, que dispone de un captador de presión para determinar en todo momento el valor de la presión en el mismo y enviar dicha información a la ECU del motor. Si este valor supera el valor de presión deseado, la válvula reguladora de presión situada en un extremo del raíl se abrirá y permitirá la salida combustible hacia el depósito, bajando el nivel de presión del raíl hasta el valor consigna. De la misma forma, si la presión en el raíl es inferior a la deseada, esta válvula permanecerá cerrada, provocando un incremento de presión debido a la llegada de combustible procedente de la bomba.

A su vez, la ECU controla la apertura y cierre de los inyectores, permitiendo descargar parte del gasoil acumulado en el raíl y en la línea de alta presión que conecta éste con cada uno de los inyectores. Gran parte del combustible

entrante en los inyectores es inyectado directamente en la cámara de combustión de cada uno de los cilindros del motor, mientras que una pequeña parte de combustible (conocida como caudal de retorno) se utiliza para el control del levantamiento y descenso de la aguja del inyector, volviendo al depósito de combustible al finalizar la inyección.

Precisamente, son los inyectores los elementos más complejos e importantes en el proceso de inyección, pues de ellos dependerá en gran medida la calidad del proceso de mezcla aire-combustible y la posterior combustión. Los inyectores se pueden clasificar en dos grandes grupos: inyectores accionados por válvula de tipo solenoide e inyectores piezoeléctricos.

■ Inyectores solenoide

En la Figura 2.3 se pueden apreciar los principales elementos de un inyector solenoide: la válvula electromagnética, el portainyector (en el que se incluye el racor de alta presión, el filtro, el cuerpo, el muelle y la varilla) y la tobera. La válvula electromagnética, representada en la Figura 2.4, es una servo-válvula de dos posiciones (abierta o cerrada) y dos orificios de pequeño calibre activos: entrada al volumen de control (E) y salida del volumen de control (S).

Para facilitar la explicación del principio de funcionamiento de un inyector solenoide se ha recurrido a un esquema simplificado del mismo (ver Figura 2.5). El combustible a alta presión procedente del raíl entra al inyector donde, tras el filtro, se produce una bifurcación en dos conductos. Un conducto se dirige hacia la parte baja del inyector, que es el que alimenta a la tobera, y otro alimenta al volumen de control, en la parte superior del pistón de comando, a través del orificio calibrado de entrada E.

Cuando el solenoide no está activado (etapa de reposo en la Figura 2.5), el vástago se encuentra en su posición de reposo, manteniendo una pequeña esfera obstaculizando el orificio de salida del volumen de control (S). En esta etapa, tanto en la parte alta del pistón de comando como en la parte baja de la aguja de la tobera, el combustible se encuentra a la presión del raíl. Teniendo en cuenta que la sección de la parte alta del pistón de comando es mayor que la sección de la parte baja de la aguja, el conjunto pistón-aguja se encuentra en su posición más baja, bloqueando los orificios de la tobera y evitando la inyección.

En el momento en que se requiere el comienzo de la inyección, la ECU manda un pulso eléctrico de cuya duración va a depender el tiempo de inyección y, por tanto, la masa inyectada. Ese pulso eléctrico excita la

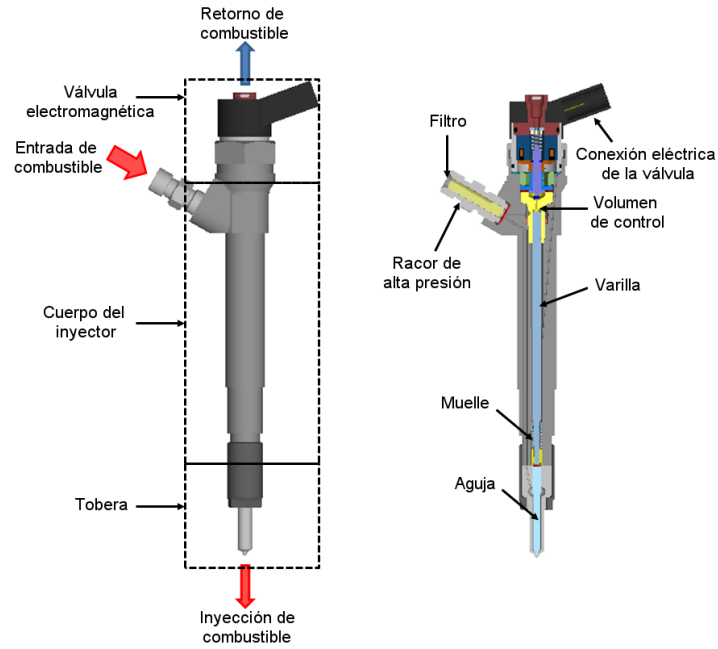


Figura 2.3: Componentes de un inyector solenoide de un sistema common-rail.

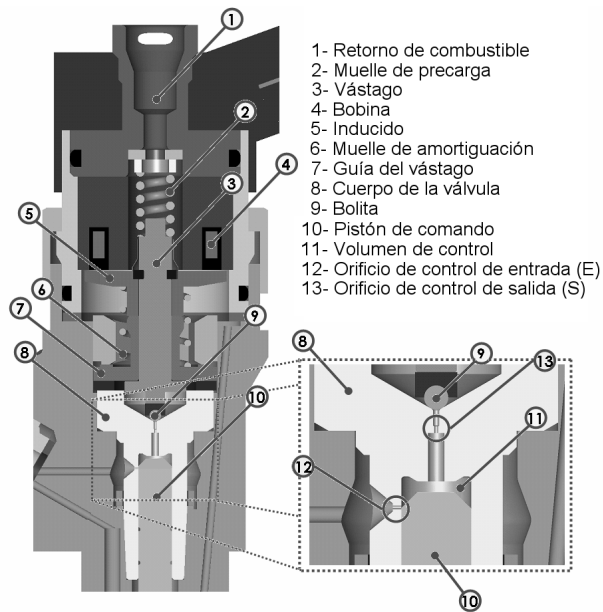


Figura 2.4: Válvula solenoide de un inyector common-rail.

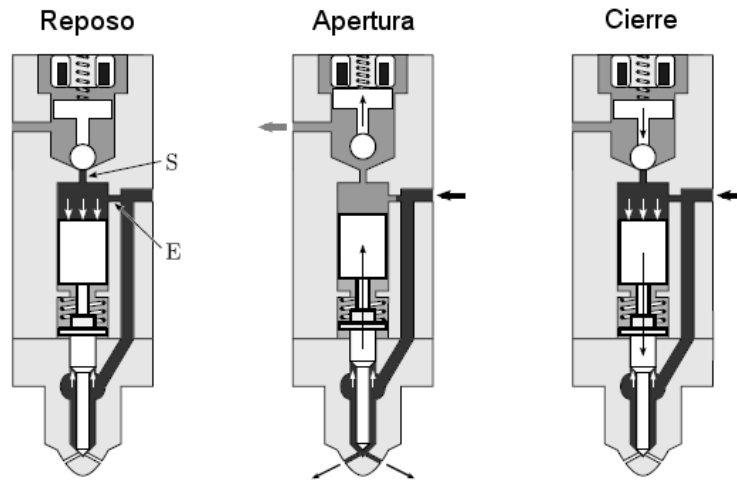


Figura 2.5: Funcionamiento de un inyector common-rail.

bobina generándose un campo magnético e induciéndose una fuerza ascendente sobre el vástago que se levanta liberando la esfera y desbloqueando el orificio de salida del volumen de control (A). En esta situación (etapa de apertura en la Figura 2.5), debido al flujo de combustible que se establece en dirección al retorno, se produce una pérdida de presión en el volumen de control a causa del orificio calibrado de entrada al mismo (E). Esa pérdida de presión hace que exista una descompensación de las presiones existentes entre la parte baja de la aguja, igual a la presión del raíl, y la parte alta del pistón de comando, donde se reduce fuertemente la presión. Como consecuencia, el conjunto pistón-aguja se desplaza hacia arriba desbloqueando los orificios de la tobera y dando lugar a la inyección. Esta situación se mantiene mientras siga la excitación de la bobina por parte de la unidad de control electrónico del motor.

El fin de la inyección viene precedido de la extinción del pulso eléctrico. Cuando ello ocurre, el vástago de la electroválvula vuelve a su posición de reposo como así lo hace la esfera que vuelve a obstaculizar el orificio de salida (S). El flujo de retorno se interrumpe y el combustible procedente del raíl empieza a llenar el volumen de control a través del orificio de entrada (E). La presión en el volumen de control se va restituyendo hasta que transcurridos algunos microsegundos dicha presión vuelve a ser la del raíl. En este momento, aunque la presión en la parte alta del pistón de comando y la parte baja de la aguja es la misma, es la dife-

rencia de sección quién hace que la resultante de las fuerzas de presión mueva al conjunto aguja-pistón de comando hacia abajo, originando el cierre de los orificios de descarga de la tobera y, por tanto, el cese de la inyección (etapa de cierre en la Figura 2.5).

- Inyectores piezoeléctricos

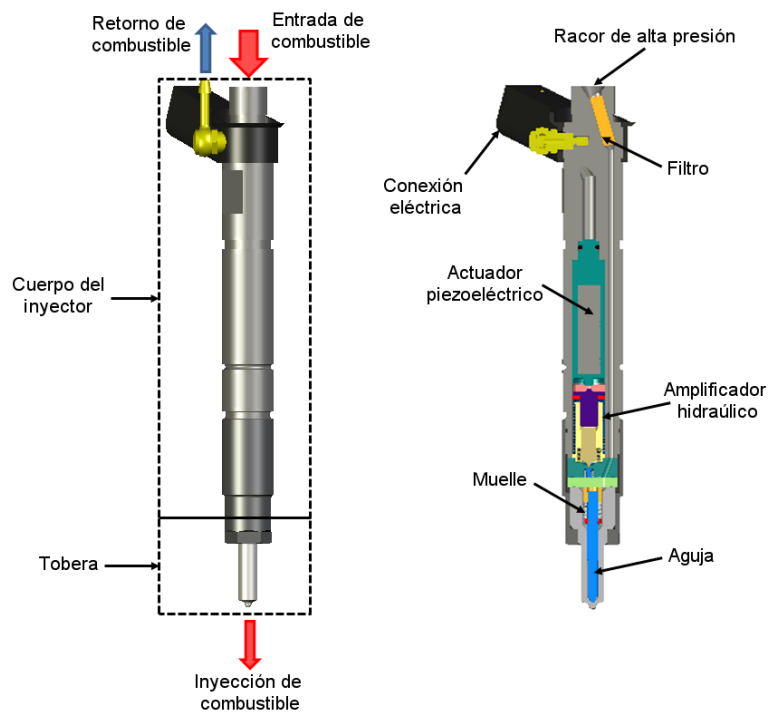


Figura 2.6: Componentes de un inyector piezoeléctrico de un sistema common-rail.

Tal y como puede verse en la Figura 2.6, la aplicación del efecto piezoeléctrico a los inyectores ha permitido la sustitución del conjunto de elementos móviles y la varilla por un cristal piezoeléctrico que se comprime o expande en función del campo eléctrico que se le aplique. Su principio de funcionamiento es similar al descrito para inyectores solenoide, puesto que la principal diferencia radica en que es a través de este cristal y no de la válvula solenoide como se bloquea o desbloquea un orificio que permite el paso de combustible desde el volumen de control hacia el retorno.

Este tipo de inyectores, conocidos también como inyectores de última generación, presentan numerosas ventajas frente a los tradicionales in-

yectores accionados por una bobina solenoide, hecho que justifica su importante crecimiento de mercado dentro de los sistemas de inyección common-rail.

Entre sus principales ventajas se encuentran:

- Elevada precisión.
El empleo de un cristal piezoeléctrico permite obtener desplazamientos de la aguja por debajo del rango de subnanómetros variando la tensión aplicada.
- Respuesta más rápida del inyector en la apertura y cierre de la aguja.
Este hecho permite mejorar el empleo de estrategias de inyecciones múltiples asociadas a la reducción de ruidos y emisiones contaminantes.
- Generación de grandes fuerzas.
- Ausencia de desgaste tras millones de ciclos.

2.3. Características del flujo interno en condiciones cavitantes

Uno de los elementos más importantes en el proceso de inyección Diesel es la tobera, puesto que de sus características dependerá en gran medida el desarrollo y atomización del spray [2-6].

En la actualidad se pueden encontrar dos grandes familias de toberas según su geometría: VCO (*Valve Covered Orifice*) y saco. Este última ha evolucionado dando lugar a dos nuevos grupos, las toberas minisaco y microsaco.

Como puede apreciarse en la Figura 2.7, en las toberas VCO la aguja bloquea el paso de combustible apoyándose directamente sobre los orificios. Esto puede traducirse en caso de una posición excéntrica de la aguja en grandes discrepancias en el desarrollo del flujo interno y del spray entre orificios, especialmente para levantamientos de aguja pequeños [7]. Sin embargo, presenta una gran rapidez y precisión en la entrega de combustible.

Por el contrario, en las toberas saco, el paso de combustible no se bloquea cerrando directamente los orificios, sino que la aguja cierra contra la pared de la tobera aguas arriba de los orificios de descarga, dejando un volumen de combustible entre la punta de la aguja y el saco de la tobera. Este volumen de combustible ayuda a reducir las posibles diferencias existentes en caso de que la aguja sufra pequeñas deformaciones que provoquen una posición excéntrica

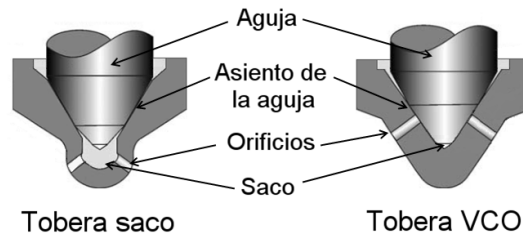


Figura 2.7: Esquema de una tobera saco y VCO.

de la misma. No obstante, presenta un inconveniente, esto es, el combustible almacenado en el saco de la tobera puede llegar a la cámara de combustión a pesar de que la aguja haya cerrado el inyector, provocando pequeñas combustiones incontroladas.

Precisamente, tratando de buscar una solución de compromiso que superase los inconvenientes de ambos tipos de toberas, aparecieron las toberas microsaco. Este nuevo tipo de toberas tienen un volumen menor en el saco, lo que se traduce en una entrega de combustible más precisa y con menores diferencias entre orificios.

A pesar de la importancia de las características del flujo interno, su estudio presenta enormes dificultades, debido tal y como puede desprenderse de la Tabla 2.1, a las pequeñas dimensiones de los orificios, la naturaleza transitoria del proceso de inyección (con tiempos característicos de 1-2 ms en los que el fluido se ve influenciado por la dinámica de la aguja durante el proceso de apertura y cierre del inyector) y los grandes gradientes de presión y velocidad (superando en algunos casos los 600 m/s).

Todas estas dificultades para llevar a cabo estudios experimentales y/o computacionales se acentúan más si cabe por la aparición, bajo determinadas condiciones de operación, del fenómeno de la cavitación, lo que provoca la existencia de un fluido bifásico en el interior de los orificios de descarga.

Debido a las altas presiones de inyección utilizadas en los motores Diesel actuales (próximas a los 200 MPa), es muy frecuente que el combustible sufra un descenso local de la presión a la entrada de los orificios por debajo de la presión de saturación, provocando el cambio de fase de líquido a vapor propio de la cavitación. Este fenómeno que se produce fundamentalmente en la zona del radio de acuerdo de entrada al orificio depende principalmente de factores como la geometría de los orificios, las propiedades del fluido o las condiciones de presión empleadas.

Diámetro de los orificios	80-200 μm
Longitud de los orificios	1 mm
Número de orificios por tobera	6-12
Presión de inyección	30-200 MPa
Presión de descarga	3-9 MPa
Velocidad de salida del combustible	150-600 m/s
Número de Reynolds	6000-25000
Duración de la inyección	1-2 ms
Número de inyecciones por ciclo	1-5
Densidad del combustible en fase líquida	830 kg/m ³
Densidad del combustible en fase vapor	0.1361 kg/m ³

Tabla 2.1: Valores característicos en toberas de inyección Diesel.

A continuación se recogen los principales estudios publicados sobre el desarrollo del flujo interno en condiciones cavitantes. En primer lugar, se hará una recopilación de los trabajos experimentales más relevantes, seguido de aquellos trabajos llevados a cabo mediante técnicas computacionales. Finalmente, se hará un breve repaso a los estudios existentes más importantes acerca de la influencia de la posición de la aguja del inyector sobre el flujo interno.

2.3.1. Estudios experimentales más relevantes

A pesar de las grandes dificultades existentes para el estudio experimental del flujo interno en toberas de inyección, son muchos los trabajos publicados que tratan de arrojar luz sobre el fenómeno de la cavitación. Estos trabajos se han basado en la visualización del flujo en orificios y toberas transparentes a escala o tamaño real, o en la caracterización hidráulica del flujo a la salida de los orificios, analizando la evolución de parámetros como el gasto másico o el coeficiente de descarga. Precisamente, atendiendo a estas dos vertientes, la revisión de los trabajos experimentales más relevantes se ha dividido en dos grandes grupos.

Visualización del flujo cavitante

Son muchos los estudios experimentales que han demostrado que la apariencia que muestran los flujos bifásicos depende en gran medida de la geometría del orificio y de diferentes parámetros adimensionales característicos

del flujo como pueden ser el número de Reynolds o el número de cavitación [8], definidos ambos en las ecuaciones 2.1 y 2.2 respectivamente.

$$Re = \frac{u D}{\nu} \quad (2.1)$$

$$CN = \frac{P_i - p_v}{P_b - p_v} \quad (2.2)$$

En este sentido, en 1959 Bergwerk [8] pudo demostrar mediante visualización en toberas transparentes cuyos diámetros variaban entre 0.2 y 2.5 mm, que, a medida que aumentaba el radio de acuerdo de entrada del orificio, la diferencia entre la presión de inyección y de descarga debía ser mayor para conseguir que la cavitación se extendiera hasta la salida de orificio. La intensidad de la cavitación era menor cuanto mayor era el radio de acuerdo de entrada.

Asimismo, Bergwerk comparó nueve toberas con diferentes ratios longitud/diámetro, concluyendo que a medida que aumentaba esta relación, se incrementaba la diferencia de presiones necesaria para conseguir que la cavitación alcanzara la sección de salida del orificio.

Uno de los temas que ha despertado mayor interés en el ámbito del flujo cavitante es, indudablemente, el estudio de la evolución de la extensión ocupada por la cavitación a lo largo del orificio, representado a modo de esquema en la Figura 2.8. Esta figura, en la que se representa la longitud de cavitación en función del número de cavitación, se basa en los estudios desarrollados por diversos autores como Nurick [9], Chaves et al. [10], Roosen et al. [11], Hiroyasu [12] o Sato y Saito [13]. Precisamente, este último autor establece cuatro tipos de cavitación en función de la longitud de la región ocupada por el combustible en fase vapor: cavitación incipiente (aparecen las primeras burbujas de vapor), sub-cavitación, cavitación de transición y supercavitación (la extensión de la región ocupada por vapor alcanza la salida de la tobera). Otros autores como Sou et al. [14], agrupan las dos etapas intermedias establecidas por Sato y Saito en una única etapa, conocida como cavitación en desarrollo.

Como se puede apreciar en la Figura 2.8, una vez aparecen las primeras burbujas de vapor (cavitación incipiente), el aumento del número de cavitación tendrá inicialmente poca influencia sobre la extensión de la región ocupada por la cavitación, aunque si se continúa aumentando el número de cavitación, ya sea mediante el aumento de la presión de inyección o la disminución de la presión de descarga, la cavitación crece rápidamente a lo largo del orificio hasta alcanzar la sección de salida de la tobera (supercavitación).

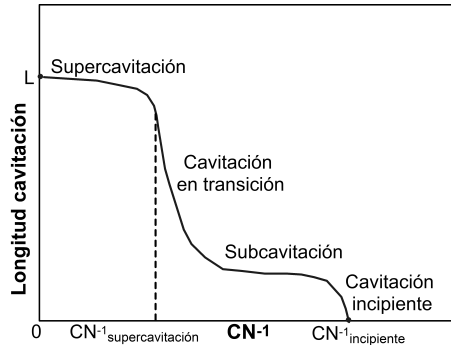


Figura 2.8: Representación esquemática de la longitud de la región ocupada por vapor en función del número de cavitación.

Tal y como demostró Chaves et al. [10], uno de los efectos más notables de la supercavitación es el incremento de ángulo del chorro a la salida de la tobera. Este resultado también fue constatado por Soteriou et al. [15], Salvador [16] y De la Morena [17], quien observó un incremento del ángulo entre 1.5° y 3° en una tobera monorificio cilíndrica para las condiciones en las que se detectaban la aparición de burbujas de cavitación a la salida del tobera.

Sin embargo, no es necesario que la cavitación se extienda hasta la salida del orificio para encontrar efectos importantes sobre el chorro. De hecho, autores como Arai et al. [18], Hiroyasu et al. [19] y Soteriou et al. [20] encontraron evidencias sobre el incremento significativo del ángulo del chorro ya durante la primera fase de la cavitación (cavitación incipiente). Simultáneamente, la longitud intacta se reducía.

Otro de los fenómenos observados mediante la visualización del flujo interno que también ha demostrado tener una enorme influencia sobre el desarrollo del chorro es el fenómeno conocido como *hydraulic flip*. Este fenómeno se produce cuando, debido a una separación de la capa límite a la entrada del orificio, el gas situado en la cámara de descarga penetra en la tobera, ocupando el espacio entre la pared de orificio y la vena líquida.

Según Soteriou et al. [20] la existencia de hydraulic flip da lugar a chorros de gran penetración y poco atomizados. En estas condiciones, la presencia de gas procedente de la cámara de descarga entre el líquido y la pared del orificio, provocaba que las pérdidas por fricción experimentadas por el fluido fueran inexistentes. Esto conllevaba una disminución de los gradientes de presión y, por tanto, de los niveles de turbulencia desarrollados en el interior de los orificios. El descenso de los niveles de turbulencia favorece el desarrollo del

flujo en el interior del orificio sin apenas perturbaciones, dando lugar a chorros poco atomizados, cuya superficie externa se observa más suavizada y con una longitud de vena líquida elevada.

Bergwerk [8] fue otro de los investigadores que abordó el fenómeno del hydraulic flip. Este autor estudió la influencia del tamaño de los orificios sobre el flujo interno, advirtiendo la creciente dificultad de observar hydraulic flip a medida que disminuía la escala de los orificios. Además, demostró la considerable sensibilidad del flujo a las imperfecciones en la geometría de la tobera, y el aumento significativo de ésta conforme se reducía la escala.

Precisamente, la influencia que tiene la escala en el fenómeno de la cavitación es otro de los temas más estudiados en el campo de la cavitación. En concreto, tratando de averiguar si los resultados obtenidos sobre modelos a gran escala son extrapolables a toberas cuyas dimensiones son similares a las toberas de inyección Diesel, Chaves et al. [10] compararon sus imágenes obtenidas sobre orificios transparentes a escala real con los resultados publicados por Soteriou et al. [20] a partir de modelos a gran escala. Los resultados evidenciaron una apariencia totalmente distinta de la cavitación. Chaves et al. sostenían que la cavitación se presentaba como una capa continua de vapor, mientras que Soteriou et al. observaban como la cavitación presentaba una estructura similar a una nube formada por pequeñas burbujas.

Con idéntico objetivo, Arcoumanis et al. [21] realizaron una comparación similar entre modelos a gran escala y toberas a escala real, obteniendo las mismas conclusiones que Chaves et al. y Soteriou et al. obtuvieron por separado: la apariencia de la cavitación se acercaba a una nube espumosa de burbujas en orificios a gran escala, mientras que en orificios de dimensiones similares a los orificios de descarga de inyector Diesel la cavitación se identificaba a través de claros vacíos de vapor continuos. Estos resultados confirman que las burbujas tienen su propia escala, y que ésta no aumenta con el tamaño del orificio, siendo pues independiente. De esta manera, se puede concluir que, en cuanto a la apariencia de la cavitación, los resultados obtenidos en toberas a gran escala no son extrapolables a toberas a escala real.

Por otra parte, si bien la visualización del flujo cavitante ha sido abordada prácticamente en su totalidad mediante la observación directa sobre toberas transparentes, es importante remarcar la existencia de otros métodos que han permitido de igual modo la visualización de la cavitación en toberas de inyección reales. Así, Takenaka et al. [22] emplearon la radiografía como técnica para determinar la existencia de burbujas de vapor en el saco y en el orificio de un tobera metálica monorificio.

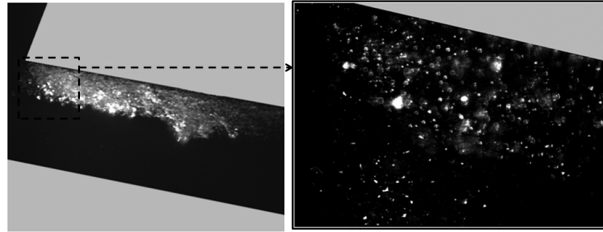


Figura 2.9: Apariencia de la cavitación en una tobera a escala correspondientes a ensayos llevados a cabo por Arcoumanis et al. [21].

Caracterización hidráulica

La importancia que los trabajos de visualización han tenido en la mejora del conocimiento del fenómeno de la cavitación está fuera de toda duda. Sin embargo, es imprescindible complementar este tipo de estudios con diferentes medidas del flujo que permitan comprender con mayor detalle los efectos de la cavitación sobre el comportamiento del fluido en el interior de los orificios de descarga de las toberas de inyección Diesel.

En 1959, Bergwerk [8] publicó uno de los trabajos más interesantes en el campo de la cavitación, complementando ensayos de visualización realizados sobre orificios transparentes con un completo análisis de la influencia de la cavitación sobre la capacidad de descarga de la propia tobera. Bergwerk evaluó dicha capacidad de descarga a partir de la relación entre el gasto másico real frente al gasto másico teórico (ecuación 2.3):

$$C_d = \frac{\dot{m}}{\dot{m}_{teor}} = \frac{\dot{m}}{A\sqrt{2\rho\Delta p}} \quad (2.3)$$

En este estudio, se puso de manifiesto la pérdida de la capacidad de descarga de la tobera con la aparición de la cavitación, y se pudo comprobar cómo el coeficiente de descarga apenas se veía influenciado por el número de Reynolds en condiciones no cavitantes. En estas condiciones, la relación de presiones definida por Bergwerk como $(P_i - P_b)/P_b$, ejerce una notable influencia.

Posteriormente, Schmidt et al. [23] demostraron que esta tendencia era sólo representativa para regímenes claramente turbulentos. Sin embargo, este comportamiento no era válido a bajos números de Reynolds, donde los efectos de éste sobre el despegue del fluido y el coeficiente de descarga aumentaban de manera considerable.

Además, Bergwerk demostró que al contrario de lo observado para condiciones no cavitantes, una vez iniciada la cavitación y únicamente durante sus primeras etapas, es la relación de presiones la que asume una influencia predominante sobre el coeficiente de descarga.

Spikes y Pennington [24] publicaron también en 1959 un trabajo en el que llevaron a cabo medidas de presión y gasto másico sobre orificios a escala real de diferente geometría. Dicho estudio, además de corroborar el descenso del coeficiente de descarga al aumentar el número de cavitación en condiciones cavitantes (asociado al colapso de flujo másico), permitió establecer las primeras pautas acerca de la influencia de la geometría del orificio sobre la pérdida de capacidad de descarga de la tobera. Según pudieron comprobar, cuanto mayor era la relación longitud-diámetro, mayor coeficiente de descarga presentaba el orificio.

En 1976, Nurick [9] propuso un modelo para intentar explicar el comportamiento del coeficiente de descarga. Dicho modelo fue validado mediante diversos ensayos experimentales llevados a cabo sobre orificios de diferente relación longitud-diámetro, radio de acuerdo de entrada y un amplio rango de contrapresiones.

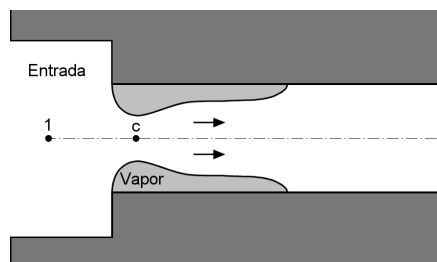


Figura 2.10: Simplificación de la cavitación en un orificio empleada por Nurick.

Basándose en la simplificación de la Figura 2.10, Nurick definió tres puntos característicos del orificio para explicar el comportamiento del coeficiente de descarga: un primer punto aguas arriba del orificio suficientemente alejado de éste como para poder considerar que la velocidad es despreciable en comparación con las velocidades que se pueden dar en el interior del orificio (punto 1), un segundo punto situado en la sección de máxima restricción del flujo (que coincide con la sección de mayor velocidad y menor presión), y un tercer punto correspondiente a la salida de la tobera (punto 2).

Assumiendo que la zona ocupada por la cavitación se mantiene fija (iniciándose en la entrada del orificio y extendiéndose sin llegar a la salida), la

fracción de área disponible para el paso del fluido en la vena contracta (punto c) se puede definir como C_c , cuyo valor fue estudiado por diversos autores como Von Mises [25]. Este autor demostró que el valor del coeficiente C_c dependía exclusivamente de la geometría y que su valor era aproximadamente 0.61. De esta manera, la sección disponible para el paso de flujo justo en la vena contracta puede expresarse como función del área nominal:

$$A_c = C_c A \quad (2.4)$$

Asumiendo una densidad de la fase líquida y un perfil de velocidades constante a lo largo de la sección ocupada por el flujo a su paso por el punto c, el gasto másico se puede definir como:

$$\dot{m} = \rho A_c u_c \quad (2.5)$$

Suponiendo además que el flujo no experimenta pérdidas entre el punto 1 y el punto c, y que la presión del fluido existente en la vena contracta es la presión de saturación, la ecuación de Bernoulli entre los puntos 1 y c queda de la siguiente manera:

$$p_1 = p_v + \frac{1}{2} \rho u_c^2 \quad (2.6)$$

A partir de las ecuaciones 2.5 y 2.6, es posible obtener el gasto másico que circula a través de una tobera cavitante, siendo independiente esta nueva expresión (ecuación 4.2) de la presión existente en la sección de salida de la tobera.

$$\dot{m} = A C_c \sqrt{2 \rho (p_1 - p_v)} \quad (2.7)$$

El hecho de que el gasto másico permanezca invariable sea cual sea la presión aguas abajo del orificio supone la constatación del fenómeno de colapso de flujo másico, observado experimentalmente por diversos autores como Randall [26] en venturis, Soteriou et al. [20] en toberas a escala real y modelos a gran escala, Salvador [16] en toberas reales multiorificio y de la Morena [17] en orificios calibrados.

Una vez obtenido el gasto másico, el coeficiente de descarga puede ser calculado fácilmente:

$$C_d = C_c \sqrt{\frac{\frac{1}{2} \rho u^2}{p_1 - p_2}} \quad (2.8)$$

siendo u la velocidad nominal del fluido, definida como:

$$u = \frac{\dot{m}}{\rho A} \quad (2.9)$$

Combinando las ecuaciones 2.7, 2.8 y 2.9, se puede expresar el coeficiente de descarga en función de las presiones aguas arriba y aguas abajo del orificio:

$$C_d = C_c \sqrt{\frac{p_1 - p_v}{p_1 - p_2}} \quad (2.10)$$

Además, la relación de presiones empleada en la anterior ecuación permite definir una nueva variante del número de cavitación, representado por la letra K .

$$C_d = C_c \sqrt{K} \quad (2.11)$$

La tendencia del coeficiente de descarga predicha por la ecuación 2.11 resulta bastante sencilla. Para altas presiones de inyección, K es ligeramente mayor que la unidad, aumentando su valor si disminuye la presión de inyección o aumenta la presión de descarga, y prediciendo por lo tanto un bajo coeficiente de descarga para presiones de inyección elevadas y contrapresiones relativamente pequeñas, condiciones a priori susceptibles de aumentar la intensidad de la cavitación.

Sin embargo, este modelo deja de ser válido en condiciones no cavitantes, puesto que las afirmaciones expuestas anteriormente, entre ellas la asunción de que la presión del punto c es la presión de saturación, dejan de ser coherentes. Ante la ausencia de cavitación, el coeficiente de descarga deja de ser necesariamente función de K , pasando a ser función del número de Reynolds.

Años más tarde, Lichtarowicz et al. [27] realizaron un análisis análogo para orificios en condiciones no cavitantes, estimando el coeficiente de descarga con un valor constante cercano a 0.84. Teniendo en cuenta ambos modelos,

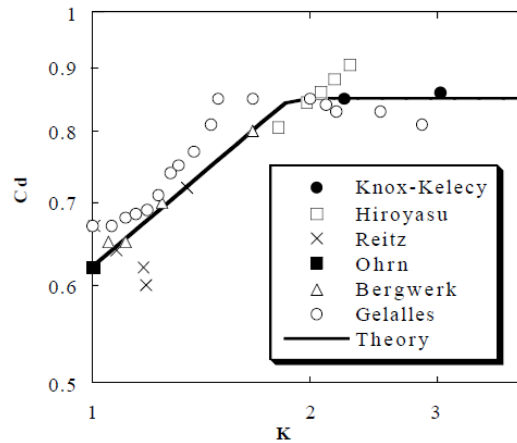


Figura 2.11: Comparación de diversos resultados experimentales de coeficientes de descarga [28].

el comportamiento del C_d tanto en presencia como en ausencia de cavitación, queda reflejado en la Figura 2.11 mediante una línea continua.

En condiciones no cavitantes, el coeficiente de descarga depende del número de Reynolds y se mantiene constante si y solo si el número de Reynolds es elevado. Una vez iniciada la cavitación, disminuye a medida que se reduce el valor de K con una pendiente igual a 0.5.

Estos resultados procedentes del modelo teórico de Nurick fueron también validados con ensayos experimentales llevados a cabo por el propio Nurick. Posteriormente, en 1996, Schmidt y Corradini [29] recopilaron datos experimentales publicados entre 1931 y 1995 por diversos autores como Gelalles [30], Bergwerk [8], Reitz [31], Hiroyasu et al. [19], Ohrn et al. [32], Knox-Kelecy et al. [33] y Soteriou et al. [20] sobre estudios referidos a orificios a escala y a tamaño real, con una relación de longitud/diámetro cercana a 4 que permitieron corroborar la validez del modelo (ver Figura 2.11).

Posteriormente, Salvador [16] evaluó a través del coeficiente de descarga la influencia de la geometría de los orificios de las toberas de inyección en condiciones cavitantes y no cavitantes. Según Salvador, en condiciones no cavitantes, la ley de crecimiento y el valor máximo del coeficiente de descarga depende significativamente de la geometría, observando mayores valores de este coeficiente en toberas cónicas con gran nivel de hidroerosión. En condiciones cavitantes, el coeficiente de descarga disminuía progresivamente en función del número de cavitación, alcanzando menores valores en aquellas toberas más propensas a cavitación.

Schmidt y Corradini intentaron extrapolar a la sección de salida del orificio el modelo unidimensional de Nurick, centrado inicialmente en la zona de la vena contracta. Su intención era poder conseguir información que pudiera servir para la predicción del comportamiento del chorro y para el estudio de los efectos de la cavitación sobre el desarrollo del mismo. En su trabajo definieron el concepto de velocidad efectiva (u_{ef}), suponiendo que el flujo sale del orificio con una velocidad uniforme y ocupando un área (A_{ef}) menor al área nominal, debido a que parte de la sección del orificio es ocupada por las burbujas de vapor como consecuencia de la cavitación.

$$u_{ef} = \frac{(2C_c p_1 - p_2 + (1 - 2C_c)p_v)}{C_c \sqrt{2\rho(p_1 - p_v)}} \quad (2.12)$$

$$A_{ef} = \frac{2C_c^2(p_1 - p_v)}{(2C_c p_1 - p_2 + (1 - 2C_c)p_v)} A \quad (2.13)$$

Teniendo en cuenta que el gasto másico viene fijado por la ecuación 2.7, la relación de áreas A_{ef}/A es igual a u/u_{ef} . Despreciando además el valor de la presión de saturación (p_v), resulta sencillo graficar, tal y como se ha hecho en la Figura 2.12, la evolución de A_{ef}/A y el coeficiente de descarga en función del número de cavitación K .

En la Figura 2.12 se puede apreciar como el fluido a la salida de la tobera, y por tanto, en el inicio del spray, tiene un área efectiva mucho menor que el área nominal de la tobera y presenta una velocidad significativamente más alta que aquella existente en la vena contracta. Esta tendencia se ve intensificada a medida que disminuye el número de cavitación, por el aumento de la presión de inyección o el descenso de la presión de descarga. Por otra parte, a muy bajos números de cavitación, el comportamiento del flujo viene dominado por lo que sucede en la vena contracta, llegando al caso límite para $K=1$ donde la reducción de área en la sección de salida es similar a la reducción de área existente en la vena contracta ($A_{ef}/A = C_c$).

El estudio de las características del flujo en la sección de salida como herramienta para una mejor comprensión del desarrollo del chorro en condiciones cavitantes, fue también un tema abordado por R. Payri et al. [4]. En su estudio llevaron a cabo una completa caracterización hidráulica del flujo sobre toberas reales cilíndricas y cónicas. Dicho estudio comprendía medidas de gasto másico y de flujo de cantidad de movimiento, cuya combinación permitió la obtención de la velocidad efectiva a la salida y diversos coeficientes adimensionales de flujo como el coeficiente de descarga o coeficiente de reducción

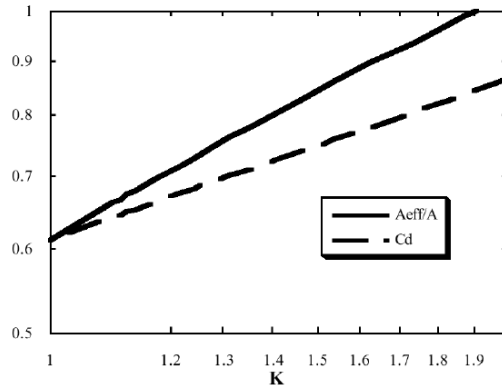


Figura 2.12: Evolución del coeficiente de descarga y el área efectiva [29].

de área. R. Payri et al. demostraron que, a diferencia de lo que ocurre con el gasto másico, el flujo de cantidad de movimiento no experimenta un colapso como consecuencia de la cavitación. Explicaban este fenómeno apoyándose en la existencia de vapor cerca de la pared, que conseguía reducir las pérdidas por fricción a lo largo de la superficie del orificio. Otro resultado interesante que se desprende de este trabajo es la confirmación del aumento de la velocidad del flujo a la salida que se produce con la cavitación, y la reducción del área efectiva disponible para la salida de combustible en fase líquida.

Si bien R. Payri et al. determinaron los valores de velocidad del combustible a la salida del orificio a partir de medidas de gasto másico y de flujo de cantidad de movimiento, existen también otras técnicas experimentales que permiten la obtención directa de la velocidad del flujo. Así, Suh y Lee [5] determinaron mediante PDPA (*Phase Doppler Particle Analyzer*) la velocidad a la salida de la tobera, investigando los efectos de la cavitación sobre la atomización del combustible para toberas con diferente relación longitud/anchura. Esta misma técnica fue también utilizada por Knox-Kelecy et al. [33], realizando medidas de la velocidad media y de las fluctuaciones de la velocidad sobre toberas transparentes a escala. Esto permitió la obtención de valores de velocidad no sólo a la salida, sino también a la entrada y en varios puntos intermedios del orificio, analizando en detalle la influencia del radio de acuerdo y la relación longitud/diámetro sobre los perfiles de velocidad para diferentes números de Reynolds. Según Knox-Kelecy et al., las fluctuaciones de velocidad son muy pequeñas en orificios con radios de acuerdo importantes, mientras que en orificios sin entrada redondeada se puede observar una gran variación de los perfiles de velocidad en la zona cercana a la pared, perdiendo intensidad a medida que se aleja de la entrada del orificio.

Otra de las técnicas experimentales más utilizadas para conocer la velocidad del flujo interno es la técnica conocida como LDV (Laser Doppler Velocimetry). Soteriou et al. [15] emplearon esta técnica sobre orificios a escala, observando que la separación de la capa límite causada por la entrada del combustible en el orificio provoca la existencia de una zona de recirculación con enormes variaciones del perfil de velocidad. Posteriormente, Winklhofer et al. [34] y He y Ruiz [35] llegaron a la misma conclusión mediante LDV, si bien estos últimos observaron además que la turbulencia generada aguas abajo de la cavitación es mayor que la existente en la zona de recirculación formada en la entrada del orificio.

2.3.2. Estudio de la cavitación mediante CFD

Tal y como se comentó anteriormente, el estudio experimental del flujo interno en condiciones cavitantes presenta enormes dificultades debido a las reducidas dimensiones de los orificios de descarga, la naturaleza transitoria del proceso de inyección, los grandes gradientes de presión y velocidad y la naturaleza bifásica del flujo cavitante.

Por ello, el uso de herramientas de cálculo de dinámica de fluidos (CFD) ha crecido de manera considerable durante la última década, permitiendo estudiar con mayor detalle el comportamiento del flujo, reducir los costes de nuevos diseños y reducir el tiempo asociado a los ensayos experimentales en el laboratorio.

Sin embargo, el empleo de presiones de inyección de hasta 200 MPa en motores Diesel fuerza al uso de complejos modelos tridimensionales basados en las ecuaciones de Navier-Stokes, puesto que los modelos iniciales basados en correlaciones empíricas resultan ser cada vez más imprecisos.

Para el modelado del flujo en condiciones cavitantes, tal y como se detalla a continuación, existen tres grandes familias de modelos: modelos de dos fluidos, modelos de seguimiento y captura de la interfase líquido-vapor y modelos de un fluido o de mezcla [36, 37].

Modelos de dos fluidos

El modelado de la cavitación mediante métodos de dos fluidos se basa en la resolución de las ecuaciones de Navier-Stokes para cada una de las fases por separado, relacionando ambas mediante términos de intercambio de masa y momento. Uno de los modelos de dos fluidos más conocidos para el modelado de flujo bifásico en inyectores Diesel fue desarrollado por Alajbegovic et al. [38]. Este modelo emplea la ecuación de Rayleigh-Plesset simplificada [39]

para la definición del intercambio de masa, representado mediante el símbolo Γ en las ecuaciones de conservación de masa y cantidad de movimiento (ecuaciones 2.14 y 2.15):

$$\frac{\partial(\alpha_k \rho_k)}{\partial t} + \nabla(\alpha_k \rho_k u_k) = \sum_{l=1, l \neq k}^2 \Gamma_{kl} \quad (2.14)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\alpha_k \rho_k u_k)}{\partial t} + \nabla(\alpha_k \rho_k u_k u_k) = & -\alpha_k \nabla p + \nabla \alpha_k (\tau_k + T_k^t) + \alpha_k \rho_k g + \\ & + \sum_{l=1, l \neq k}^2 M_{kl} + v_k \sum_{l=1, l \neq k}^2 \Gamma_{kl} \end{aligned} \quad (2.15)$$

$$\Gamma_{21} = \rho_2 N''' 4\pi R^2 \frac{\partial R}{\partial t} = -\Gamma_{12} \quad (2.16)$$

, donde k representa el subíndice asociado a cada fase y N el número de fases presentes en el fluido (dos).

Como puede verse en la ecuación 2.16, el intercambio de masa se calcula en función del radio medio de las burbujas R y la densidad de burbujas en el fluido N''' (definidos ambos en las ecuaciones 2.17 y 2.18 respectivamente):

$$R = \sqrt[3]{\frac{3\alpha_2}{4\pi N'''}} \quad (2.17)$$

$$N''' = \begin{cases} N_0''' & \text{si } \alpha_2 \leq 0,5 \\ 2(N_0''' - 1)(1 - \alpha_2) + 1 & \text{si } \alpha_2 > 0,5 \end{cases} \quad (2.18)$$

, siendo N_0''' la densidad inicial de burbujas, cuyo valor depende de las propiedades del fluido [38].

El término $\frac{\partial R}{\partial t}$ de la ecuación 2.16, que representa la variación del radio de la burbuja con el tiempo, se obtiene a partir de la ecuación de Rayleigh-Plesset simplificada, despreciando por tanto, los efectos inerciales junto a los asociados a la tensión superficial y la viscosidad:

$$\frac{\partial R}{\partial t} = \text{sign}(\Delta p) \sqrt{\frac{2\Delta p}{3\rho_2}} \quad (2.19)$$

Este modelo, a pesar de tener en cuenta la coalescencia de burbujas a medida que aumenta la fracción de vapor, no está adaptado para valores de α_2

próximos a la unidad, donde el flujo formado por numerosas burbujas se transforma en una película continua de vapor.

Alajbegovic et al. [40] desarrollaron años más tarde el mismo modelo incluyendo una tercera fase, implementado al igual que la versión inicial en el código comercial AVL-FIRE [41]. La inclusión de una nueva fase permitió simular en toberas de inyección no sólo la presencia de combustible líquido y vapor debido a la cavitación, sino también, la presencia del aire existente en la cámara de combustión. Precisamente, basándose en este modelo, Wang et al. [42] evaluaron el comportamiento del coeficiente de descarga proporcionado por el modelo con resultados experimentales llevados a cabo sobre toberas de inyección y resultados teóricos procedentes de la teoría de Nurick. Wang et al. analizaron la influencia de las fluctuaciones de la presión de inyección sobre la cavitación, siendo especialmente importante en condiciones de supercavitación, donde además la turbulencia a la salida facilita la atomización del chorro.

Salvador [16] utilizó también un modelo de dos fluidos para el estudio del flujo interno en condiciones cavitantes y no cavitantes en toberas de inyección. Dicho modelo, basado en la teoría de nucleación de Kubota [43], permitió evaluar la influencia de diversos parámetros geométricos (inclinación del orificio respecto al eje de la tobera, longitud del orificio, radio de acuerdo, conicidad, etc.) y de las propiedades del combustible sobre el flujo interno y las condiciones críticas de cavitación.

Otro de los autores que emplearon un modelo de dos fluidos para el estudio de la cavitación en el interior de los orificios de descarga de las toberas de inyección Diesel fue Lambert [44]. Dicho modelo, implementado en el código MELODIF, resuelve para cada una de las fases las ecuaciones de conservación de la masa, cantidad de movimiento y energía, cerrando este sistema de seis ecuaciones mediante la ecuación de Rayleigh-Plesset simplificada.

Si bien el uso de la ecuación de Rayleigh-Plesset simplificada está ampliamente extendido, existen también modelos de dos fluidos en los que la dinámica de las burbujas se modela mediante la ecuación de Rayleigh-Plesset original [45], teniendo en cuenta los términos inerciales, viscosos y de tensión superficial. Este es el caso del modelo implementado por Giannadakis et al. [45], basado también en el modelo desarrollado por Alajbegovic et al., cuya validación se llevo a cabo sobre toberas de inyección transparentes a escala y tamaño real, para diferentes levantamientos de aguja y condiciones de operación.

Modelos de seguimiento y captura de la interfase

Este tipo de modelos asume el flujo cavitante como dos fluidos inmiscibles,

de diferente densidad y de valor constante, despreciando además los efectos viscosos.

Para cada uno de los dos fluidos, correspondientes a la fase líquida y a la fase vapor, resuelve las ecuaciones de conservación de la masa, cantidad de movimiento y energía, dejando a un lado el cálculo de la frontera entre ambas fases, cuya tarea representa la parte más delicada de este tipo de modelos.

Precisamente, atendiendo a la forma de cálculo de la frontera entre la fase líquida y la fase vapor existen tres submodelos: modelos de seguimiento de la interfase, modelos de captura de la interfase y modelos de seguimiento de burbujas. A continuación se ofrece una breve descripción de cada uno de ellos.

- Modelos de seguimiento de la interfase.

Este método también conocido como *Surface Tracking* define la interfase mediante una serie de puntos que forman una frontera móvil, interpolando entre dichos puntos con el fin de representar la frontera física entre el líquido y el vapor [46]. En cada paso temporal, la información relativa a la localización de cada uno de los puntos es calculada y almacenada, de manera que es posible seguir la evolución de la frontera.

Este método destaca por su gran precisión, puesto que permite resolver estructuras que forman parte de la interfase y cuyos tamaños sean inferiores al tamaño de celda de la malla. Esto supone una importante cantidad de información para almacenar. Además, el reparto de los puntos situados en la interfase puede ser igualmente problemático, ya que a pesar de poder utilizar una gran cantidad de puntos pueden aparecer ciertas zonas de la frontera con una baja resolución.

Por otra parte, debido a que en muchas aplicaciones la cantidad de fluido en fase líquida o fase vapor puede variar con el tiempo, es necesario incorporar la posibilidad de añadir nuevos puntos para la definición de interfase o de eliminar algunos puntos existentes, algo que a día de hoy sigue siendo uno de los mayores obstáculos para el empleo de este tipo de métodos.

Con todo, este tipo de modelos son utilizados generalmente para el cálculo de flujos unidimensionales o bidimensionales, puesto que la definición y el seguimiento de la interfase para problemas tridimensionales conlleva enormes dificultades.

- Modelos de captura de la interfase.

Los métodos de captura de la interfase o *Front-Capturing*, definen la frontera entre el líquido y el vapor mediante una función en volumen. Al

contrario que los métodos de seguimiento de la interfase, estos métodos no permiten la resolución de estructuras cuya escala sea menor que el tamaño de celda de la malla. Esta característica impide determinar con gran precisión la localización, orientación y curvatura de la frontera.

Dentro de las metodologías más empleadas de captura de la interfase se encuentra la metodología VOF (*Volumen of Fluid*) [47-52]. Esta metodología está basada en la utilización de una función característica singular en la interfase que representa para cada celda la fracción en volumen que ocupa cada una de los dos fluidos o fases:

$$c(t, x) = 1 \text{ para la fase 1} \quad (2.20)$$

$$c(t, x) = 0 \text{ para la fase 2} \quad (2.21)$$

A partir esta función, la densidad del fluido es calculada suponiendo una variación lineal de la misma entre ambas fases (consideradas como incompresibles):

$$\rho(t, x) = c(t, x)\rho_1 + (1 - c(t, x))\rho_2 \quad (2.22)$$

Una vez calculada, es necesario reconstruir la frontera geométrica donde la función $c(t,x)$ este comprendida entre 0 y 1, existiendo diversos algoritmos de reconstrucción: reconstrucción constante de la interfase por trozos [49, 50, 52], reconstrucción en escalera [48] y reconstrucción refinada de la interfase por trozos [51].

Cualquier cambio topológico asociado la coalescencia de las burbujas o la fragmentación son difícilmente llevadas a cabo, excepto si la resolución espacial de la malla es extremadamente fina. Según Tomiyama et al. [53], para la correcta definición del diámetro de una burbuja deben emplearse 10 celdas. Así, considerando burbujas de tamaño aproximadamente $5 \mu\text{m}$, una malla tridimensional para una tobera monorificio de dimensiones similares a las toberas de inyección Diesel tendría alrededor de 200 millones de celdas.

Como ejemplo reciente de la aplicación de la metodología VOF para el modelado de flujo bifásico en toberas de inyección, se pueden encontrar los trabajos de Befrui et al. [54, 55]. Este grupo simuló mediante OpenFOAM [56] el desarrollo del flujo interno y la estructura del spray durante los primeros milímetros en un inyector GDI, definiendo como fases el combustible inyectado y el aire presente en la cámara de combustión. Befrui et al. observaron la presencia de aire dentro del orificio

como consecuencia de la separación del flujo a la entrada del mismo, provocando importantes gradientes de velocidad y un bajo coeficiente de descarga, al igual que una evidente diferencia entre la dirección del combustible a la salida respecto al eje de la tobera. Befrui et al. aprovecharon además los resultados a la salida de la tobera como condición de contorno de entrada para la simulación del chorro mediante AVL-FIRE [41].

Otro ejemplo del uso de este tipo de modelos para el modelado de flujo bifásico se puede encontrar en los estudios llevados a cabo por Marcer et al. [57, 58], en este caso sobre toberas de inyección Diesel modelando el combustible tanto en fase líquida, como en fase vapor debido al fenómeno de la cavitación. Si bien en los trabajos publicados en 2000 y 2001, Marcer et al. mostraron las posibilidades del código EOLE para el estudio de la aparición y el desarrollo de la cavitación realizando una extensa validación bajo diferentes condiciones de presión, en 2010 publicaron además un interesante trabajo empleando dicho código acoplado con la herramienta 1D AMESim [59].

Sin embargo, además de la metodología VOF, existe otra metodología muy utilizada para la captura de la interfase, conocida como *Level Set* [46, 60], cuya función se basa en una función continua de distancia a la frontera:

$$\xi(t, x) > 0 \text{ para la fase 1} \quad (2.23)$$

$$\xi(t, x) < 0 \text{ para la fase 2} \quad (2.24)$$

$$\xi(t, x) = 0 \text{ para la interfase} \quad (2.25)$$

La densidad y la viscosidad del fluido vienen dadas por:

$$\rho(\xi) = \rho_v + (\rho_l - \rho_v)H(\xi) \quad (2.26)$$

$$\mu(\xi) = \mu_v + (\mu_l - \mu_v)H(\xi) \quad (2.27)$$

donde $H(\varphi)$, que representa la función de Heaviside se define como:

$$H(\xi) = \begin{cases} 0 & \text{si } \xi < 0 \\ 0,5 & \text{si } \xi = 0 \\ 1 & \text{si } \xi > 0 \end{cases} \quad (2.28)$$

Este método aplicado por Unverdi y Tryggvason [46] en casos 2D y 3D, fue mejorado posteriormente por Smereka [60], minimizando así los problemas de este método para aplicaciones con fuertes gradientes de densidad o viscosidad entre ambas fases.

Posteriormente, Dabiri et al. [61] emplearon también el método Level Set para el estudio de la cavitación en un chorro 2D, basándose en los trabajos de Osher et al. [62] y Sussman et al. [63].

- Modelos de seguimiento de burbujas.

El método de seguimiento de burbujas o *Bubble tracking* trata de aprovechar las ventajas que presentan los métodos de captura de la interfase (que permiten el cálculo de burbujas de tamaño superior al tamaño de celda de la malla) y las ventajas de los modelos de dos fluidos (adecuados para la resolución de estructuras más pequeñas que el tamaño de celda elegido).

Tomiyama et al. [53] desarrollaron un modelo de seguimiento de burbujas, y justificaron la idoneidad de dicho modelo con un sencillo ejemplo que se recoge a continuación. Si se considera un sistema formado por aire y agua consistente en una burbuja de 18 mm de diámetro y pequeñas burbujas de 2 mm de diámetro (ver Figura 2.13), un modelo de captura de la interfase debería tener, si quiere conservar una buena precisión, un tamaño de celda diez veces inferior al diámetro de las burbujas más pequeñas, lo que se traduciría en una malla de 12 millones de celdas. Sin embargo, considerando para este mismo caso el método de seguimiento de burbujas propuesto por Tomiyama et al., bastaría con una malla de aproximadamente 12.000 celdas.

Dicho modelo, considerado como Euleriano-Lagrangiano, asume el líquido como una fase continua y define un nuevo parámetro d^* , que relaciona el diámetro de la burbuja con el tamaño de celda.

$$d^* = \frac{d}{\Delta x} \quad (2.29)$$

El objetivo de este modelo es resolver la dinámica del flujo tanto para $0 < d^* < 2$ como para $d^* > 2$, resolviendo las ecuaciones de conservación de masa y cantidad de movimiento para cada fase, considerando que no existe intercambio de masa entre ambas y despreciando las fuerzas que actúan sobre la fase líquida cuando d^* toma valores mayores que 2.

Para cada una de las burbujas que forman parte de la fase dispersa de vapor se escriben sus ecuaciones determinándose mediante correlaciones gráficas la forma de las burbujas en función de diversos números

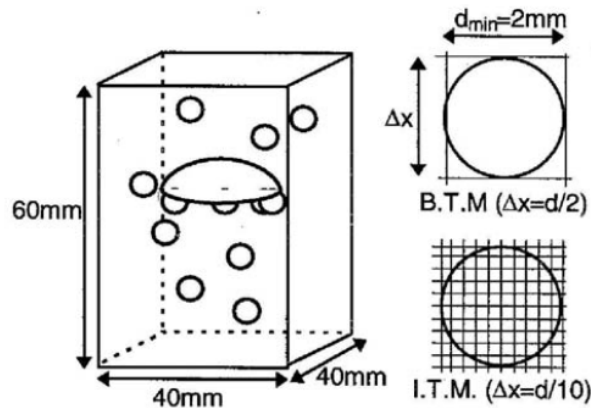


Figura 2.13: Comparación del tamaño de celda para un método de seguimiento de burbujas y un método de seguimiento de la interfase [53].

adimensionales, como el número de Reynolds, el número de Eötvös o el número de Morton [64], que permitirán calcular la fracción de vapor en cada celda.

A pesar de que este método no era adecuado para la simulación del flujo interno en toberas de inyección Diesel, supuso un primer intento de crear un modelo de transición entre las escalas grandes y las estructuras más pequeñas.

Dos años más tarde, en 2010, Sou et al. [65] desarrollaron un nuevo modelo de seguimiento de burbujas para la simulación del flujo interno en condiciones cavitantes, validando dicho modelo mediante la visualización de la cavitación en toberas transparentes. Los resultados obtenidos por Sou et al. demostraron una gran precisión para detectar el inicio de la cavitación y su desarrollo a lo largo de las paredes del orificio.

Modelos de un fluido o de mezcla homogénea

Los modelos de un fluido asumen el flujo cavitante como una mezcla homogénea de líquido y vapor. En este sentido, no es necesaria la resolución de las ecuaciones de Navier Stokes para cada una de las fases.

En estos modelos se considera que la densidad del fluido varía entre los valores del líquido puro y vapor puro, siendo su valor calculado a partir de una función de estado que generalmente relaciona la densidad con la presión.

Uno de los primeros modelos de mezcla homogénea fue desarrollado por Delannoy y Kueny [66]. En su modelo emplearon una ecuación barotrópica de

estado (ecuación 2.30) para predecir el comportamiento de flujos cavitantes en venturis. Dicha ecuación distinguía tres regiones: líquido incompresible, vapor incompresible y mezcla homogénea compresible.

$$\rho = \rho_v + \Delta p \left[1 + \sin \left(\frac{p - p_v}{\Delta p a_{min}^2} \right) \right] \quad (2.30)$$

En este modelo, la densidad se asumía como una función continua de la presión, tomando los valores de la densidad del líquido puro y vapor puro para las regiones de líquido y vapor incompresible, y ajustando la densidad para la región de mezcla compresible con una función seno. Sin embargo, debido a problemas de estabilidad que podían afectar a la solución final, el ratio entre las densidades del líquido puro y vapor puro no podían ser excesivamente grandes.

Delannoy y Kueny asumieron que la densidad era únicamente función de la presión local. Esta hipótesis resulta bastante rigurosa, siendo más apropiado considerar además la evolución temporal de los campos de presión sobre las burbujas desarrolladas [67]. Por esta razón, Kubota et al. [43] emplearon para el modelado de la cavitación una ecuación de estado (ecuación 2.31) teniendo en cuenta la dinámica de las burbujas mediante el uso de la ecuación de Rayleigh [68].

$$\nabla^2 P + F(P) = G \left(\rho, \bar{u}, \frac{\partial R}{\partial t}, R \right) + T(\rho, \bar{u}) \quad (2.31)$$

Posteriormente, Chen and Heister [68] desarrollaron un modelo donde la densidad era calculada a partir de una correlación analítica basada en el colapso de una burbuja según Rayleigh, mediante el parámetro C_o en su correspondiente ecuación de estado (ver ecuación 2.32). Este modelo asumía que el fluido contenía un número determinado de pequeñas burbujas esféricas. Esta asunción era coherente con las fotografías tomadas por Soteriou et al. [20] en toberas a gran escala, donde se apreciaba una nube formada por pequeñas burbujas. Sin embargo, dejaba de ser coherente en toberas de inyección Diesel, donde Chaves et al. [10] observaron una nube continua de vapor.

$$\frac{D\rho}{Dt} = C_o(p - p_v) \quad (2.32)$$

Precisamente, pensando en las particularidades del flujo interno desarrollado en el interior de los orificios de descarga de las toberas de inyección

Diesel, Schmidt et al. [23] presentaron un modelo basado en una ecuación barotrópica de estado, teniendo en cuenta los efectos de la compresibilidad del fluido (ecuación 2.33). Dicha compresibilidad era calculada a través del modelo de Wallis [69].

$$\frac{D\rho}{Dt} = \Psi \frac{Dp}{Dt} \quad (2.33)$$

Este modelo fue validado inicialmente en toberas de dimensiones similares a los orificios de las toberas Diesel mediante la comparación del coeficiente de descarga con numerosos resultados experimentales [8, 19, 20, 30-33]. Estos demostraron la notable precisión del código para predecir el comportamiento del flujo. Idéntica conclusión pudo extraer Schmidt et al. comparando los resultados de su modelo con los resultados experimentales de velocidad obtenidos por Chaves et al [10]. Posteriormente, una variante de este modelo fue implementada en OpenFOAM [56] por Kärrholm et al. [70] realizando una validación sobre orificios calibrados cuyas medidas experimentales fueron publicadas por Winklhofer et al. [34].

Basándose en la misma ecuación barotrópica del modelo de Schmidt (ecuación 2.33), Dumont et al. [71] presentaron un nuevo modelo conocido como CavIF (Cavitating Internal Flow). Este modelo se empleó de nuevo para el estudio del flujo interno en inyectores Diesel [72], obteniendo muy buenos resultados y dejando patente la idoneidad de este tipo de modelos para el modelado de la cavitación en orificios de pequeñas dimensiones con elevadas velocidades.

2.3.3. Estudios existentes acerca de la influencia de la aguja sobre el fenómeno de la cavitación

Con el aumento del número de inyecciones por ciclo observado durante los últimos años, la aguja del inyector se encuentra frecuentemente funcionando durante el proceso de inyección en posiciones de levantamiento parcial, sin llegar en muchas ocasiones a su levantamiento máximo. Este hecho ha suscitado un gran interés por conocer las características del flujo a levantamientos parciales, favoreciendo la publicación de estudios que han puesto en evidencia la importancia de la posición de la aguja sobre el flujo interno y el fenómeno de la cavitación.

Uno de los primeros estudios publicados en este campo fue llevado a cabo por Favennec et al. [73]. Este grupo consiguió limitar el levantamiento de la aguja introduciendo patrones calibrados de diferente espesor dentro del propio

inyector. Gracias a ello, se pudo evaluar la capacidad de descarga de diversas toberas VCO en condiciones estacionarias para levantamientos de 10, 25, 50, 100, 200 y 300 μm , además de llevar a cabo diferentes ensayos sin aguja.

Favennec et al. demostraron que, sin aguja, el coeficiente de descarga en regímenes no cavitantes aumenta con el número de Reynolds alcanzando su máximo con la aparición de la cavitación, momento a partir del cual disminuye a medida que se extiende la región ocupada por el combustible en fase vapor. Este comportamiento es similar ensayando con aguja sea cual sea las condiciones de presión, si bien la capacidad de descarga disminuye a medida que se reduce el levantamiento por debajo de 300 μm . Para el levantamiento mínimo estudiado, 10 μm , el comportamiento observado es análogo al resto de levantamientos si se varía el número de Reynolds a través de la variación de la contrapresión, aunque no si se hace a través de la variación de la presión de inyección. Sin embargo, este hecho parece estar relacionado con las grandes deformaciones sufridas por la aguja como consecuencia de los altos valores de presión de inyección empleados.

Arcoumanis et al. [7] estudiaron también la influencia del levantamiento de aguja, aunque de manera muy diferente, pues su investigación estaba basada en la visualización de la cavitación en toberas multiorificio transparentes a escala. Según sus resultados, el levantamiento de aguja tiene una gran influencia sobre la apariencia de la cavitación y, en especial, sobre la extensión de la misma. Así, para levantamientos grandes, la cavitación que se desarrollaba a lo largo de la parte superior del orificio ocupaba aproximadamente un 35 % de la sección del orificio, presentando un comportamiento relativamente estable. A medida que disminuía el levantamiento observaron como la extensión de la película de vapor formada a lo largo del orificio se reducía considerablemente, llegando incluso a desaparecer y convertirse en una nube de pequeñas burbujas que ocupan toda la sección del orificio para levantamientos de aguja muy pequeños. No obstante, a pesar de las grandes diferencias encontradas para los distintos levantamientos, el número de cavitación para el cual se observaron las primeras burbujas de vapor se vio prácticamente inalterado por la posición de la aguja.

Miranda et al. [74] consiguieron visualizar el flujo interno en una tobera transparente VCO real, sustituyendo la aguja y parte de la tobera original por una aguja y una tobera transparentes. Esto permitió visualizar tanto la cavitación del orificio como la cavitación del asiento de la aguja. Miranda et al. observaron el efecto que producía la variación del levantamiento de aguja manteniendo el mismo número de cavitación, advirtiendo que a bajos levantamientos la cavitación desaparecía por completo del orificio. Este hecho era

consecuencia del aumento de pérdidas localizadas en el asiento de la aguja, que reducía la velocidad y por tanto el número de cavitación.

Badock et al. [75] abordaron también el estudio de la cavitación mediante la visualización de la cavitación en una tobera monorificio real substituyendo, de nuevo, parte de la tobera original por una tobera de material transparente. A diferencia de Miranda et al., Badock et al. analizaron la evolución de la cavitación durante la fase de apertura y cierre del inyector, teniendo en cuenta así los efectos provocados por el movimiento de la aguja. La visualización del flujo interno iba además acompañada de la visualización del chorro. De este forma podían determinar la influencia que ejercía la presencia de burbujas sobre el desarrollo del chorro durante el proceso de inyección.

Hasta el momento, todos los trabajos presentados en este apartado han sido puramente experimentales. Sin embargo, durante los últimos años se han publicado algunos trabajos que abordan el estudio de la influencia de la posición de la aguja sobre el flujo interno complementando los resultados experimentales con resultados computacionales, o únicamente mediante la simulación tridimensional del flujo.

Blessing et al. [76] publicaron en 2003 los resultados de su investigación acerca del flujo interno y el fenómeno de la cavitación, y su influencia sobre el desarrollo del spray y la formación de la mezcla. Dicha investigación se llevo a cabo sobre toberas transparentes a tamaño real en condiciones de presión similares a las de funcionamiento de un motor Diesel, por lo que fue posible obtener diversas imágenes de la cavitación durante el proceso de apertura del inyector, para diferentes sistemas de inyección y para toberas con orificios de diferente conicidad. Dichas imágenes fueron comparadas con resultados computacionales obtenidos empleando el código AVL-FIRE, permitiendo analizar con mayor precisión la evolución de la cavitación en función del desplazamiento de la aguja.

Este mismo código, clasificado dentro de los modelos de dos fluidos, fue empleado en 2005 por Masuda et al. [77] para estudiar el desarrollo de la cavitación en una tobera VCO multiorificio. Masuda et al. analizaron en detalle el comportamiento claramente transitorio de la cavitación durante el proceso de apertura y cierre, e indagaron acerca de la formación de pequeños vórtices y remolinos en los orificios de descarga. Los resultados obtenidos en la sección de salida de velocidad, fase vapor o turbulencia entre otros, fueron además utilizados como condición de contorno de entrada para la simulación de la atomización primaria del chorro, y de su comportamiento en el proceso de mezcla del aire con el combustible.

Un estudio similar del chorro fue realizado por Soriano et al. [78] en 2008. En este caso, el estudio computacional del flujo interno fue llevado a cabo con Ansys-CFX [79], validando dicho código con medidas experimentales de gasto másico a distintos levantamientos durante la apertura del inyector junto con medidas a levantamiento de aguja máximo a diferentes condiciones de presión, lo que permitió determinar las condiciones críticas de cavitación. A partir de los resultados de flujo interno obtenidos, y tal y como ya hizo Masuda et al., el estudio se completó con la simulación del spray, prestando especial atención a la penetración y ángulo de apertura del mismo y al tamaño de las gotas que lo forman.

En 2010, Som et al. [80] investigaron la influencia de la presión de inyección, el tipo de combustible y la posición de la aguja sobre el fenómeno de la cavitación en una tobera real minisaco. En este estudio, realizado con Fluent [81], se simuló el flujo interno a levantamientos parciales fijos, sin tener en cuenta el movimiento de la malla. Som et al. evidenciaron importantes diferencias en cuanto a la apariencia de la cavitación en el orificio como consecuencia tanto de las propiedades del combustible simulado como de la posición de la aguja.

Ese mismo año, Oda et al. [82] investigaron el efecto de la posición de la aguja sobre el flujo interno y el ángulo de apertura del chorro, aunque en esta ocasión el parámetro objeto de estudio no era el levantamiento, sino la excentricidad de la aguja. Oda et al. observaron experimentalmente en toberas Diesel VCO una reducción del ángulo de apertura del chorro con la entrada de aire en el orificio procedente de la cámara de combustión, fenómeno que pudieron observar mediante la simulación del flujo con el modelo VOF implementado en STAR-CD [83].

Chiavola et al. [84] y Chiatti et al. [85] estudiaron también mediante el código AVL-FIRE el efecto que produce la excentricidad de la aguja sobre las características del flujo interno, teniendo en cuenta además el movimiento de la aguja mediante una ley de levantamiento procedente de un modelo 1D realizado con AMESim [86]. Ambos estudios demostraron como un desplazamiento radial de la aguja podía provocar grandes diferencias en la velocidad del fluido y en la localización y extensión de la región ocupada por vapor entre los diferentes orificios del inyector. Estas diferencias entre orificios, mínimas a levantamiento máximo de aguja, aumentan considerablemente a medida que se reduce el levantamiento.

Otro de los trabajos computacionales llevados a cabo en el que se ha empleado AMESim para obtener la ley de levantamiento real fue publicado por Lee et al. [87]. Estos emplearon herramientas de CFD para conocer las diferen-

cias entre dos inyectores, uno de ellos piezoeléctrico y otro solenoide. Gracias a ello pudieron comprobar como la mayor velocidad de respuesta de la aguja del inyector piezoeléctrico en el proceso de apertura provocaba mayor cavitación, lo que conllevaba un aumento de velocidad del fluido. Además, comprobaron experimentalmente como el incremento de velocidad y el aumento del gasto másico causado por una subida más rápida de la aguja tenían también sus efectos sobre el desarrollo del chorro, creciendo considerablemente más rápido en comparación con el chorro del inyector solenoide.

Finalmente, viendo la gran utilidad de AMESim como herramienta para conocer con mayor exactitud parámetros como la evolución de la presión de inyección o la ley de levantamiento durante el proceso de inyección, R. Marcer et al. [59] fueron más allá, acoplando esta herramienta de modelado 1D a un software de cálculo 3D como EOLE. Esta nueva herramienta, validada en toberas reales con resultados experimentales procedentes de Renault, demostró una gran fiabilidad en la predicción del gasto másico inyectado a lo largo de una inyección.

2.4. Características del chorro Diesel

En los motores Diesel de inyección directa el combustible es introducido en la cámara de combustión a través del inyector y, en particular, a través de los orificios de descarga de la tobera. Dicho combustible debe ser finamente atomizado en pequeñas gotas con el objetivo de facilitar su evaporación y mezcla con el aire, y por tanto su posterior combustión.

Parámetros como la densidad, la viscosidad o la velocidad del combustible a la salida de la tobera son algunos de los parámetros que influyen de manera significativa en el proceso de atomización del chorro, de ahí la enorme importancia que tiene el desarrollo del flujo interno.

El presente apartado recoge, en primer lugar, una breve descripción del chorro Diesel, seguida de una completa explicación del proceso de atomización y de los principales mecanismos que intervienen en el mismo. En tercer lugar, se realiza un revisión de los parámetros característicos macroscópicos y microscópicos más empleados en la definición de un chorro Diesel.

2.4.1. Descripción general del chorro Diesel

El primer fenómeno que tiene lugar una vez que el combustible abandona la tobera y penetra en el seno del gas ambiente es la atomización de la vena líquida. A partir de cierto instante y de una determinada distancia axial

desde el orificio de la tobera, conocida como longitud intacta o de rotura, se transforma dicha vena en una colección de gotas dando lugar a la atomización primaria. Tras este proceso de atomización primaria de la vena líquida, estas gotas pueden continuar disgregándose y reduciendo su diámetro (atomización secundaria) o puede ocurrir que algunas de ellas choquen entre sí aumentando el diámetro (coalescencia), por lo que al final del proceso se obtiene una distribución de tamaño de gotas más o menos heterogénea.

El proceso de atomización es importante puesto que favorece el proceso físico de mezcla entre el gas presente en la cámara de combustión y el combustible (englobamiento de aire), ya que aumenta fuertemente la superficie de contacto entre ambos. Es precisamente ese englobamiento de aire caliente fruto de la compresión en el cilindro previo a la inyección lo que lleva a la evaporación del combustible, constituyendo la concatenación de todos estos fenómenos el retraso físico previo al proceso de combustión.

En cuanto al aspecto macroscópico del chorro Diesel, se puede distinguir una primera fase incipiente, al comienzo de la inyección, donde el combustible es expulsado a alta velocidad por los orificios de la tobera contra un ambiente más o menos denso en función de las condiciones operativas. En esta situación, el proceso de atomización se pone en marcha. Como ejemplo de esta primera etapa del chorro, la Figura 2.14 muestra un chorro en su fase incipiente, a tan solo 1.5 mm del orificio de salida. Tal y como puede observarse, en la superficie del chorro se advierten irregularidades fruto de la interacción con el gas ambiente que lleva a la disgregación de la vena de fluido inicial. En este caso, el chorro se encuentra muy influenciado por la dinámica de la aguja de la tobera del inyector que se encuentra en fase de levantamiento más que por la propia geometría del orificio de descarga.

En un grado mayor de desarrollo, una vez superado el transitorio de levantamiento de aguja, y por tanto, instaurándose condiciones estacionarias de presión aguas arriba de los orificios de descarga de la tobera, el aspecto macroscópico del chorro cambia sustancialmente. Debido a los fenómenos de atomización y englobamiento de aire, el chorro Diesel adquiere un aspecto de cono con un frente de tipo semielíptico como el mostrado en la Figura 2.15. En ella, se puede apreciar la evolución de los chorros de una tobera con 7 orificios para tres instantes diferentes desde el comienzo de la inyección: 50, 225 y 650 μs respectivamente.

2.4.2. Proceso de atomización del chorro Diesel

Justo en el instante en el que el combustible abandona el orificio de la tobera, este comienza a atomizarse formando un spray de forma cónica. Como

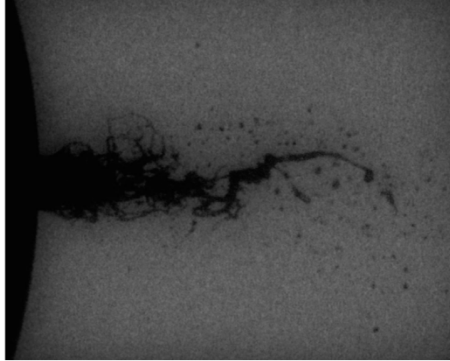


Figura 2.14: Imagen de un chorro en su fase incipiente. $P_i = 80 \text{ MPa}$ - $P_b = 1 \text{ MPa}$.

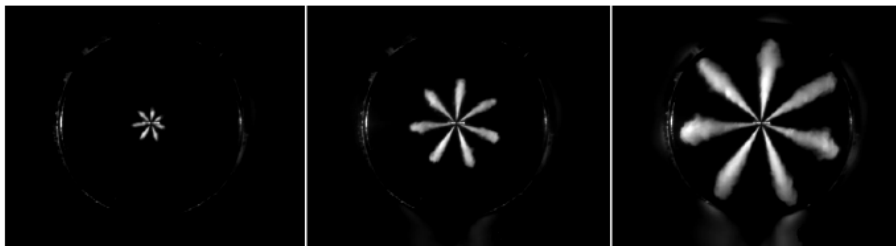


Figura 2.15: Aspecto macroscópico de los chorros Diesel en una tobera de 7 orificios para tres instantes diferentes. $P_i = 180 \text{ MPa}$ - $P_b = 5 \text{ MPa}$.

consecuencia, se forman gotas y ligamentos de gran tamaño que definen un chorro o spray de gran densidad en las proximidades de la tobera. Este proceso se conoce como atomización primaria. Estas gotas y ligamentos se rompen a su vez en gotas de menor tamaño debido a las fuerzas aerodinámicas provocadas por la velocidad relativa existente en las gotas de combustible y el aire que las rodea. Este proceso de formación de nuevas gotas se conoce como proceso de atomización secundaria.

A continuación, se describe detalladamente cada uno de los procesos de atomización:

Atomización primaria

El proceso de atomización primaria de un chorro líquido está gobernado por diferentes mecanismos en función de la velocidad del líquido respecto al gas que lo rodea y de las propiedades de ambos fluidos, siendo el tamaño de las gotas formadas y la longitud intacta (distancia entre la tobera y el punto donde

se forman las primeras gotas) parámetros característicos y representativos del proceso.

Según el estudio llevado a cabo por Reitz y Bracco [88] sobre chorros de sección circular, se pueden distinguir cuatro regímenes de atomización primaria en función de la velocidad del líquido en la sección de salida de la tobera (ver Figura 2.16): régimen de Rayleigh, primer y segundo régimen inducido por interacción aerodinámica y régimen de atomización (propio de chorros Diesel).

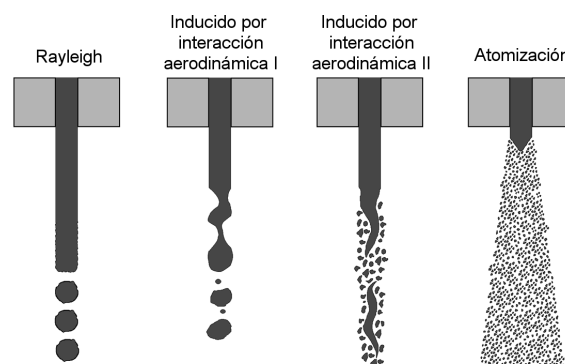


Figura 2.16: Representación esquemática de los diferentes regímenes de atomización primaria.

Para velocidades de inyección bajas la tensión superficial desempeña un papel fundamental en el proceso de atomización, favoreciendo la aparición y crecimiento de ondas en la superficie del chorro que provocan la ruptura de la fase líquida continua en gotas (régimen de Rayleigh). Este tipo de atomización produce gotas de gran tamaño, iniciándose a una distancia considerablemente grande del inyector [89-91].

Para velocidades de inyección mayores, el efecto de la tensión superficial se amplifica debido fundamentalmente al incremento de la velocidad relativa entre el líquido inyectado y el gas que lo rodea. En estas condiciones, propias del primer régimen inducido por interacción aerodinámica, la longitud intacta se reduce, al igual que el tamaño de gotas, próximo al tamaño del orificio.

Aumentando de nuevo la velocidad de inyección, el efecto de las fuerzas aerodinámicas comienza a ser predominante (segundo régimen inducido por interacción aerodinámica), favoreciendo el crecimiento de las perturbaciones de pequeña escala en la superficie del chorro provocadas por el desarrollo de la turbulencia. Estas perturbaciones en la superficie del chorro forzarán la

separación de gotas de combustible de tamaño menor que el orificio a una distancia relativamente pequeña del inyector.

Finalmente, para velocidades de inyección muy altas, típicas del proceso de inyección Diesel, la atomización primaria del chorro comienza justo en la salida del inyector debido a la enorme diferencia de velocidades entre el líquido y el gas, produciendo gotas de tamaño muy reducido (régimen de atomización).

Precisamente, con el objetivo de realizar una caracterización cuantitativa del proceso de atomización primaria de un chorro, Ohnesorge [92] llevó a cabo medidas de la longitud intacta de un chorro, demostrando que el proceso de atomización podía ser caracterizado a través del número de Reynolds (ecuación 2.1) y del número de Weber, definido este último como:

$$We = \frac{u^2 \rho_l D}{\sigma} \quad (2.34)$$

, donde σ representa la tensión superficial en la frontera entre el líquido y el gas.

A partir de estos parámetros definió el número adimensional de Ohnesorge (ecuación 2.35). Este incluía todas las propiedades relevantes que intervienen en la atomización del chorro: la densidad y viscosidad del líquido, la tensión superficial y el diámetro del orificio.

$$Oh = \frac{\sqrt{We}}{Re} = \frac{\mu_l}{\sqrt{\sigma \rho_l D}} \quad (2.35)$$

Gracias a estos parámetros fue posible la caracterización del proceso de atomización primaria de una manera relativamente sencilla, haciendo uso de diagramas como el presentado en la Figura 2.17, que permite determinar el régimen predominante en la atomización de chorros en condiciones estacionarias.

Como puede verse en la figura, atendiendo a los valores típicos de inyección en un motor Diesel dados en la Tabla 2.1, el proceso de atomización primaria de un chorro Diesel está situado claramente en el régimen de atomización.

Sin embargo, este tipo de diagramas presenta el inconveniente de no tener en cuenta la influencia de las propiedades del gas sobre el que se inyecta, despreciando por ejemplo los efectos de la densidad del gas, que tal y como demostraron Hiroyasu y Arai [93] y Torda [94] pueden contribuir a mejorar la atomización del chorro. Por ello, Reitz [31][43] convirtió el diagrama bidimensional de Ohnesorge en un diagrama tridimensional, incluyendo una

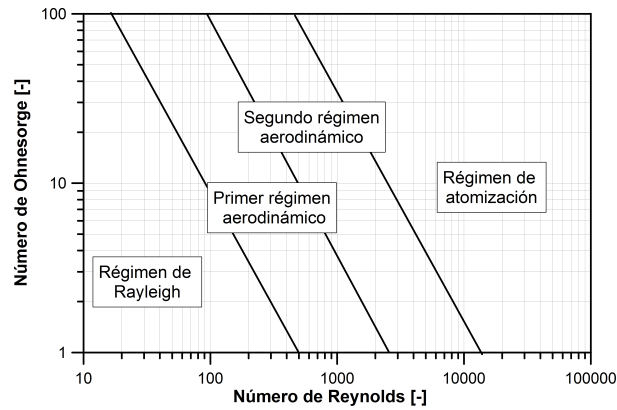


Figura 2.17: Diagrama de Ohnesorge.

nueva variable que representa la relación de densidades entre el líquido inyectado y el gas que lo rodea (Figura 2.18).

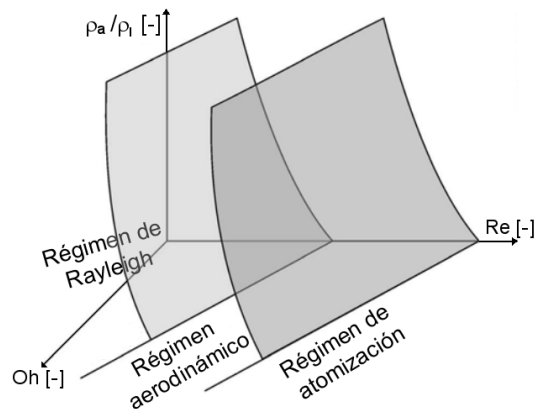


Figura 2.18: Diagrama de Ohnesorge tridimensional.

Atomización secundaria

Tras la ruptura inicial del chorro líquido en gotas y ligamentos, la atomización del mismo continúa con la aparición de nuevas gotas más pequeñas a partir de las ya formadas debido al efecto de las fuerzas aerodinámicas, provocadas por la diferencia de velocidad entre las gotas y el aire que las rodea.

No obstante, las fuerzas asociadas a la tensión superficial tratan de contrarrestar su deformación, intentando mantener su forma esférica inicial. De esta

forma, cuanto menor sea el tamaño de la gota mayor dificultad habrá para deformarla, puesto que su curvatura y por lo tanto su tensión superficial será mayor, siendo necesaria una mayor velocidad para producir su desintegración.

Al igual que en el proceso de atomización primaria, la atomización secundaria puede caracterizarse a través del número adimensional de Weber, que relaciona las fuerzas aerodinámicas con las fuerzas asociadas a la tensión superficial, aunque en este caso utilizando la densidad del gas y la velocidad relativa entre las gotas y el gas que lo rodea:

$$We_g = \frac{u_{rel}^2 \rho_a D}{\sigma} \quad (2.36)$$

Así, a partir de su valor se puede distinguir cinco regímenes de atomización secundaria (Figura 2.19). Siguiendo la clasificación propuesta por Wierzba [95], para números de Weber menores de 12, las fuerzas aerodinámicas no son capaces de provocar la ruptura de la gota, provocando únicamente pequeñas deformaciones de la misma. Sin embargo, un pequeño aumento de la velocidad relativa que conlleve un número de Weber cercano a 12 propiciaría el primer régimen de ruptura, conocido como atomización vibracional o de deformación, en el que la deformación superficial de la gota crece de manera progresiva hasta provocar su división.

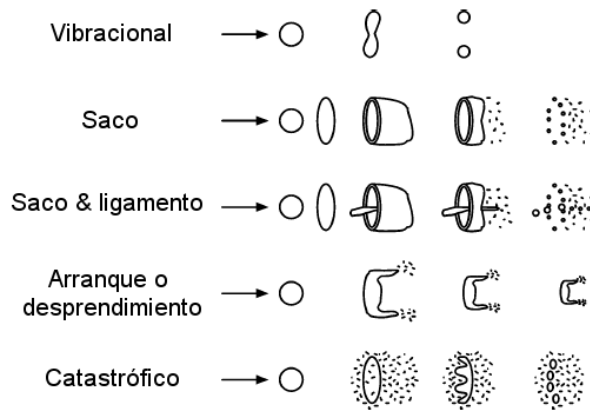


Figura 2.19: Regímenes de atomización secundaria según Wierzba [95].

En el segundo régimen de ruptura, correspondiente a números de Weber entre 12 y 20, la ruptura de la gota se identifica inicialmente con una deformación en forma de saco o bolsa que acabará por desencadenar la desintegración

de la gota en una gran cantidad de gotas de pequeño tamaño. Este mecanismo de formación de nuevas gotas tiene un gran parecido al tercer régimen de atomización secundaria, puesto que la única diferencia radica en que además de formarse pequeñas gotas a partir de la gota en forma de saco, se crea un ligamento en su interior que da lugar a nuevas gotas de tamaño relativamente grande. Estas similitudes entre diferentes regímenes de atomización como ocurre entre el segundo y tercer régimen no se dan para números de Weber mayores, siendo más que evidentes observando la Figura 2.19 las diferencias existentes entre el régimen de ruptura por arranque o desprendimiento (en el cual la formación de nuevas gotas se produce por la deformación y desintegración de los extremos de la gota inicial) o el quinto régimen, conocido como ruptura catastrófica.

Arcoumanis et al. [96] dividieron algunos de estos cinco regímenes propuestos por Wierzba para tratar de explicar con mayor detalle el mecanismo que propicia la ruptura de las gotas. Cabe destacar además como puede observarse en la Tabla 2.2, la falta de acuerdo observada en los distintos trabajos publicados acerca de los valores de transición, siendo notablemente grandes las discrepancias en regímenes asociados a altos números de Weber.

Regímenes	Wierzba [95]	Arcoumanis et al.[96]
Vibracional	≈ 12	≈ 12
Saco	< 20	< 18
Saco y ligamento	< 50	< 45
Arrastre	< 100	< 1000
Catastrófico	> 100	> 1000

Tabla 2.2: Número de Weber de transición entre los distintos regímenes de atomización secundaria.

Resulta interesante remarcar la complejidad del proceso de atomización secundaria de un chorro Diesel, ya que si bien en el proceso de atomización primaria la atomización del chorro se producía exclusivamente a través de un solo mecanismo, en la atomización secundaria se dan todos y cada uno de los regímenes anteriormente citados, puesto que la velocidad de las gotas varía considerablemente desde el orificio de salida de la tobera hasta el extremo del chorro.

Mecanismos de atomización

A pesar de los numerosos estudios experimentales realizados hasta el momento, los mecanismos asociados al proceso de atomización de la vena líquida

son en parte desconocidos.

Se cree que la atomización es debida a la superposición de diversos mecanismos independientes que, en función de las condiciones de inyección, pueden cobrar más o menos importancia relativa. Dichos mecanismos se explican a continuación.

- Inestabilidades aerodinámicas

Una vez que se ha generado una perturbación inestable en la interfase entre el líquido y el gas descarga, la velocidad relativa entre ambos fluidos produce esfuerzos cortantes que pueden provocar su crecimiento. En ese caso, el mecanismo que controla el segundo régimen inducido por interacción aerodinámica se reproduce: las inestabilidades de las ondas de alta frecuencia presentes en la superficie de la vena, causadas por variaciones locales de presión en el gas y el líquido, forman finos ligamentos. El diámetro de la vena líquida va disminuyendo a medida que se aleja del inyector debido a esta pérdida de líquido. Los ligamentos se rompen por la acción de las fuerzas de tensión superficial y/o de la interacción aerodinámica con el gas ambiente. Este mecanismo ha sido estudiado teóricamente por diversos autores, como Reitz y Bracco [88] o Ruiz [97], basándose principalmente en el análisis lineal de Taylor. Para velocidades de inyección relativamente bajas, cerca del segundo régimen inducido por interacción aerodinámica, este análisis lineal concuerda bien con los resultados experimentales. Sin embargo, a medida que va aumentando la velocidad de inyección, la tasa de atomización y el ángulo de apertura de los chorros estimados teóricamente son menores que los caracterizados experimentalmente, poniendo de manifiesto que existen entonces otros efectos importantes que favorecen el proceso de atomización. Adicionalmente, la teoría aerodinámica no considera la influencia de la geometría del orificio, que tiene un efecto muy importante en el caso de la inyección Diesel. En consecuencia, no es posible explicar el fenómeno de atomización del chorro Diesel únicamente por el análisis de las inestabilidades en la superficie de la vena líquida.

- Turbulencia

Otros autores como Ruiz [98], han descrito la turbulencia como una de las causas principales de la atomización. Esta turbulencia se generaría en los orificios de descarga de la tobera. Dentro de los orificios, la componente radial de la velocidad turbulenta está contenida por las paredes. Sin embargo, a la salida del inyector, la componente radial de las fluc-

tuaciones turbulentas expulsa el combustible fuera de la vena líquida, provocando la atomización.

Este mecanismo permite explicar la atomización de chorros inyectados en el vacío y para los cuales no existe interacción aerodinámica posible con el ambiente. Por otra parte, es evidente que no es el único mecanismo de la atomización de un chorro Diesel ya que es ajeno a las grandes variaciones de comportamiento del chorro en función de la densidad del gas.

- Reorganización del perfil de velocidad

Otro mecanismo que provoca la atomización de la vena líquida es la modificación del perfil de velocidad del fluido justo a la salida del orificio. Los esfuerzos viscosos debidos a la presencia de la pared del orificio desaparecen y el combustible cerca de la superficie de la vena líquida se acelera produciendo inestabilidades.

Según el mecanismo propuesto por Brennen [98], esta modificación de la velocidad produce perturbaciones en la superficie del líquido que favorecen la atomización. En el caso de un flujo laminar en el orificio, el perfil de velocidades corresponde a un flujo de Poiseuille. Al desaparecer las paredes, este perfil se transforma en un perfil uniforme. Si la cantidad del movimiento se conserva, esta reorganización del perfil supone una disminución de la energía cinética de la vena líquida, lo que se traduce en la generación de velocidades radiales que provocan la atomización.

- Cavitación

El fenómeno de la cavitación es otro de los mecanismos de atomización más importantes. Su influencia sobre el proceso de atomización puede ser de tres tipos. Por una parte, la aparición de cavitación suele provocar la separación del flujo respecto a la pared del orificio. Esta separación y el eventual posterior contacto del flujo contra la pared, en el caso de existir colapso de la cavidad a lo largo del orificio, provocarían un incremento de la turbulencia que, tal como se ha apuntado anteriormente, incrementaría la atomización. De hecho, son muchos los trabajos experimentales publicados que muestran como la cavitación desarrollada en toberas de inyección Diesel contribuye a la atomización del chorro, dando lugar a chorros de poca penetración y gran ángulo de apertura [16-20, 99, 100]. Esta mejora de la atomización se basa principalmente en el aumento de los niveles de turbulencia, debido al incremento de las fluctuaciones de velocidad provocadas por la reducción de área efectiva, y a la implosión o desintegración de burbujas en las cercanías de la superficie del chorro [101].

Por otra parte, la presencia de burbujas de vapor en el seno del combustible y en el caso de llegar a la salida, inducirían discontinuidades en el líquido que facilitarían la división del chorro en ligamentos y gotas. Además, la llegada de burbujas a la sección de salida del orificio reduce la sección efectiva para el paso de combustible, incrementándose la velocidad media del mismo y modificando el perfil de velocidades (Figura 2.20). No obstante, tal y como demostraron Chaves y Obermeier [102], no es necesario que las burbujas alcancen la salida del orificio para modificar dicho perfil.

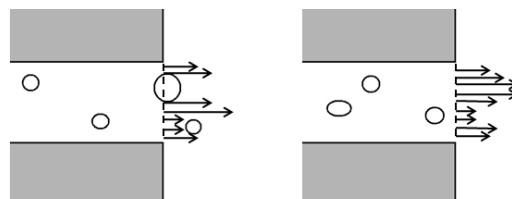


Figura 2.20: Influencia de la cavitación sobre el perfil de velocidades.

Además, tal y como demostró de la Morena [17], el fenómeno de la cavitación provoca un aumento del nivel de irregularidades en el perfil del chorro. Este hecho se traducía en una mayor magnitud de las oscilaciones (definida como la desviación promedio del contorno del chorro respecto a su perfil medio) y una menor distancia entre picos o valles consecutivos. Este resultado es indicativo de la notable influencia de la cavitación sobre el proceso de atomización, visiblemente influenciado por las oscilaciones de la interfase líquido-gas.

2.4.3. Caracterización del chorro Diesel

A la hora de caracterizar un chorro Diesel existen numerosos parámetros que nos permiten conocer tanto su aspecto como su estructura, pudiendo clasificarlos atendiendo a las características geométricas básicas del chorro (descripción macroscópica), o a sus propiedades y características internas (descripción microscópica).

Caracterización macroscópica

La descripción macroscópica del chorro Diesel se centra en parámetros que permiten evaluar la interacción del chorro inyectado con el aire que lo rodea, siendo habitual su caracterización a través de cuatro parámetros: la penetración, el ángulo de apertura del chorro, el volumen de aire englobado y la longitud intacta.

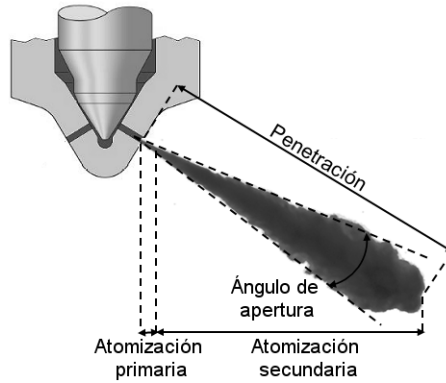


Figura 2.21: Esquema de un chorro Diesel.

- Penetración.

La penetración de un chorro se define como la distancia entre el orificio de salida de la tobera y el frente del chorro (ver Figura 2.21). Este parámetro es un importante indicador del proceso de mezcla y de la posibilidad de que el frente del chorro alcance las paredes de la cámara de combustión, factor que influye notablemente en el desarrollo del proceso de combustión y en la formación de contaminantes.

Existen multitud de trabajos dedicados al estudio de la penetración del chorro en los que se han obtenido un gran número de correlaciones. En general, en todas ellas se observa la dependencia de la penetración con la diferencia entre la presión de inyección y la presión de descarga, las características de la tobera (diámetro del orificio y el coeficiente de descarga), la relación de densidades entre el gas ambiente y el combustible, el ángulo del chorro y el tiempo [103].

En este sentido, Desantes et al. [104] propusieron una correlación para la penetración de un chorro Diesel no evaporativo. Considerando la conservación del flujo de cantidad de movimiento en la dirección axial del chorro se llega a la siguiente ley de escalado:

$$S(t) \propto \dot{M}_f^{0,25} \rho_a^{-0,25} \tan^{-0,5}(\theta/2) t^{0,5} \quad (2.37)$$

Por otra parte, teniendo en cuenta que el flujo de cantidad de movimiento se puede escribir como:

$$\dot{M}_f = \dot{m}_f u_{ef} = \rho_l \frac{\pi}{4} D_{ef}^2 u_{ef}^2 = \rho_l \frac{\pi}{4} D_{ef}^2 C_v^2 u_{teor}^2 = \frac{\pi}{2} D_{ef}^2 C_v^2 \Delta P \quad (2.38)$$

la ley de la penetración queda:

$$S(t) \propto \rho_a^{-0,25} \Delta P^{0,25} D_{ef}^{0,5} \tan^{-0,5}(\theta/2) t^{0,5} \quad (2.39)$$

Tal y como se desprende de las expresiones anteriores, la penetración de un chorro Diesel es función directa del diámetro del orificio y de la diferencia de presiones a la cual es sometido el orificio, y función inversa de la densidad del gas ambiente y de la tangente del semi-ángulo del chorro.

Para el caso de un chorro Diesel evaporativo, Naber y Siebers [105] observaron que la vaporización del chorro puede reducir su penetración hasta un 20% en comparación con un chorro no evaporativo. Según Naber y Siebers, esta reducción se debe principalmente a un aumento en la densidad de la mezcla del gas ambiente y vapor de combustible en el seno del chorro, ya que éste se enfría a causa de la evaporación del mismo.

Finalmente, en condiciones reactivas, la penetración del chorro aumenta debido fundamentalmente a la liberación de calor que provoca un aumento notable del volumen específico en el seno del mismo. En estas condiciones, se asume que la relación dada por la ecuación 2.39 permite únicamente evaluar cualitativamente la influencia de la densidad del gas ambiente sobre la penetración total del chorro.

- **Ángulo de apertura.**

El ángulo de apertura junto con la penetración son los parámetros más habituales en la descripción del chorro. Este se define como el ángulo que forman dos rectas que delimitan el contorno del chorro y que se cruzan en el orificio de salida del inyector, siendo función al igual que la penetración de las condiciones de inyección, propiedades del combustible inyectado y del gas presente en la cámara de combustión, además de las características geométricas del orificio [105-110].

Naber y Siebers [105] realizaron una extensa revisión bibliográfica sobre las diferentes expresiones propuestas por diversos autores relacionando el ángulo del chorro y las condiciones de operación para chorros no evaporativos. En esta revisión, los autores afirman que, para elevadas presiones de inyección y considerando un único combustible, el ángulo de apertura del chorro depende de los parámetros geométricos de los orificios de descarga de la tobera y de la relación de densidades entre el gas ambiente y el combustible.

Precisamente, esta relación de densidades se asocia en todas las correlaciones encontradas en la literatura con un exponente que varía entre

0.2 y 0.5. Para Naber y Siebers, este exponente debía tomar un valor de 0.19 de acuerdo con los resultados experimentales.

$$\tan^{-0,5}(\theta/2) \propto \left(\frac{\rho_a}{\rho_l}\right)^{0,19} \quad (2.40)$$

Si bien parece que en condiciones evaporativas existe un fenómeno de contracción del ángulo del chorro similar al descrito para la penetración [105], en general se puede asumir que la densidad del gas ambiente es un parámetro influyente tanto en condiciones no evaporativas como evaporativas, cuya influencia se puede cuantificar por medio del valor del exponente que acompaña a la relación de densidades asumiendo densidad constante para el combustible.

Por último, para chorros reactivos se ha obtenido confirmación experimental del aumento del ángulo de apertura del chorro que se produce como consecuencia de la liberación de calor asociada al proceso de combustión. El factor de escalado entre el ángulo de chorro inerte y reactivo se puede obtener considerando que el incremento de volumen específico debido a la liberación de calor produce una expansión radial en el seno del chorro.

- Volumen de aire englobado.
El volumen de aire englobado permite cuantificar el proceso de mezcla del combustible con el aire que lo rodea, siendo un claro indicador de la concentración global de combustible y un factor clave en el proceso de evaporación del chorro.
- Longitud intacta.
Se define como la distancia entre el orificio de la tobera y el punto del chorro donde comienza a aparecer las primeras gotas como consecuencia del proceso de atomización. Numerosos estudios han demostrado su variabilidad en función de la relación de densidades entre el combustible y el gas [17, 93, 105, 111-115], el diámetro y la relación diámetro/longitud del orificio [17, 116, 117], las temperaturas de ambos fluidos [115] o las propiedades físicas y químicas del combustible [115, 118].

Caracterización microscópica

Para llevar a cabo una completa caracterización del chorro es necesario atender a parámetros no solo puramente geométricos, sino también a aquellos que permitan conocer en detalle la estructura interna del mismo, como el

tamaño de las gotas que se forman o la distribución de velocidades y concentraciones.

- **Tamaño de gotas.**

Uno de los parámetros que mejor define el grado de atomización del chorro es el diámetro de las gotas. Sin embargo, el tamaño de las gotas que forman el chorro no es uniforme, existiendo una gran variabilidad tanto espacial como temporal. Por ello, se suele recurrir a un diámetro medio representativo de todo el conjunto, cuyo valor puede obtenerse a partir de la ecuación propuesta por Mugele y Evans [119] (ecuación 2.41), donde d_i representa el diámetro de una gota y N_i el número total de gotas de tamaño d_i .

$$d_{ab} = \left(\frac{\sum_{i=1}^N N_i d_i^a}{\sum_{i=1}^N N_i d_i^b} \right)^{\frac{1}{a-b}} \quad (2.41)$$

A partir de esta ecuación se pueden definir diversos tipos de diámetros en función de los valores que tomen las constantes a y b , siendo los diámetros más empleados en la caracterización de los chorros Diesel el diámetro aritmético ($a=1$ y $b=0$) y el diámetro medio de Sauter ($a=3$ y $b=2$). El diámetro medio de Sauter representa el diámetro de las gotas de un chorro monodisperso que tuviera la misma relación volumen/superficie que el chorro polidisperso caracterizado. Así, cuanto menor sea el diámetro medio de Sauter, mayor será la superficie de la gota respecto a su volumen, siendo por tanto mayor la eficiencia del proceso de mezcla y evaporación.

- **Distribución de velocidades y concentraciones de gotas.**

La distribución de velocidades, al igual que la concentración de combustible está estrechamente ligada a la distribución de tamaños de gotas. Sus perfiles transversales al eje del chorro son isomorfos, mostrando un aspecto gaussiano que lleva en la práctica a representarlos mediante perfiles de tipo exponencial [104] como muestran las ecuaciones 2.42 y 2.43:

$$u(x, r) = u_{eje}(x) \exp \left[-\alpha \left(\frac{r}{R(x)} \right)^2 \right] \quad (2.42)$$

$$Y(x, r) = Y_{f,eje}(x) \exp \left[-\alpha S_c \left(\frac{r}{R(x)} \right)^2 \right] \quad (2.43)$$

, donde R representa el radio del cono al cual se asemeja el chorro, α el coeficiente de campana de la distribución gaussiana y S_c el número de Schmidt, que se calcula como el cociente de la viscosidad cinemática entre el coeficiente de difusividad másica.

Si bien, como se ha podido observar, la evolución radial de velocidades y concentraciones de gotas resulta relativamente sencilla de caracterizar, la caracterización axial de ambos parámetros resulta mucho más compleja. Aún así, existen algunos modelos publicados que permiten su estimación [120].

Referencias

- [1] REVERTÉ, ed. *Motores de combustión interna alternativos*. Payri, F. y Desantes, J.M., 2011.
- [2] PAYRI, R., S. MOLINA, F. J. SALVADOR y J. GIMENO. «A study of the relation between nozzle geometry, internal flow and sprays characteristics in diesel fuel injection systems». *KSME International Journal* 18.7 (jul. de 2004), págs. 1222-1235.
- [3] PARK, S. H., H. K. SUH y C. S. LEE. «Effect of Bioethanol-Biodiesel Blending Ratio on Fuel Spray Behavior and Atomization Characteristics». *Energy & Fuels* 23.8 (2009), págs. 4092-4098.
- [4] PAYRI, R., J. GARCÍA, F. SALVADOR y J. GIMENO. «Using spray momentum flux measurements to understand the influence of diesel nozzle geometry on spray characteristics». *Fuel* 84.5 (2005), págs. 551-561.
- [5] SUH, H. K. y C. S. LEE. «Effect of cavitation in nozzle orifice on the diesel fuel atomization characteristics». *International journal of heat and fluid flow* 29 (2008), págs. 1001-1009.
- [6] BERMÚDEZ, V., R. PAYRI, F. J. SALVADOR y A. H. PLAZAS. «Study of the influence of nozzle seat type on injection rate and spray behaviour». *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: Journal of Automobile Engineering* 219.5 (2005), págs. 677-689.
- [7] ARCOUMANIS, C., H. FLORA, M. GAVAISES, N. KAMPANIS y R. HORROCKS. «Investigation of cavitation in a vertical multi-hole Diesel injector». *SAE Paper 1999-01-0524* (1999).
- [8] BERGWERK, W. «Flow Pattern in Diesel Nozzle Spray Holes». *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers* 173.1 (1959), págs. 655-660.

- [9] NURICK, W. H. «Orifice Cavitation and Its Effect on Spray Mixing». *Journal of Fluids Engineering* 98.4 (1976), págs. 681-687.
- [10] CHAVES, H., M. KNAPP, A. KUBITZEK y F. OBERMEIER. «Experimental study of cavitation in the nozzle hole of diesel injectors using transparent nozzles». *SAE Paper 950290* (1995).
- [11] ROOSEN, P., O. UNRUCH y M. BEHMANN. «Investigation of cavitation phenomena inside fuel injector nozzles». *Rapid Prototyping/Laser Applications in the Automotive Industries* (1997), págs. 439-446.
- [12] HIROYASU, H. «Spray breakup mechanism from the hole-type nozzle and its applications». *Atomization and Sprays* 10.3-5 (2000), págs. 511-527.
- [13] SATO, K. e Y. SAITO. «Unstable Cavitation Behavior in a Circular-Cylindrical Orifice Flow». *JSME International Journal Series B Fluids and Thermal Engineering* 45.3 (2002), págs. 638-645.
- [14] SOU, A., S. TOMIYAMA A. NAD HOSOKAWA, S. NIGORIKAWA y T. MAEDA. «Cavitation in a two-dimensional nozzle and liquid jet atomization». *JSME International Journal* 49 (2006), págs. 1253-1259.
- [15] SOTERIOU, C., M. SMITH y R. ANDREWS. «Diesel injection: laser light sheet illumination of the development of cavitation in orifices». *IMECHE conference transactions*. 1998, págs. 137-158.
- [16] SALVADOR, F. J. «Estudio teórico experimental de la influencia de la geometría de toberas de inyección diesel sobre las características del flujo interno y del chorro». Tesis doct. E.T.S. Ingenieros Industriales (Universidad Politécnica de Valencia), 2003.
- [17] MORENA, J. DE LA. «Estudio de la influencia de las características del flujo interno en toberas sobre el proceso de inyección Diésel en campo próximo». Tesis doct. E.T.S. Ingenieros Industriales (Universidad Politécnica de Valencia), 2011.
- [18] ARAI, M., M. SHIMIZU y H. HIROYASU. «Similarity between the breakup lengths of a high speed liquid jet in atmospheric and pressurized conditions». In *ICLASS-91, Gaithersburg, Maryland* (1991).
- [19] HIROYASU, H., M. SHIMIZU y M. ARAI. «Breakup Length of a Liquid Jet and Internal Flow in a Nozzle.» *ICLASS-91* (1991).
- [20] SOTERIOU, C., R. ANDREWS y M. SMITH. «Direct injection Diesel sprays and the effect of cavitation and hydraulic flip on atomization». *SAE Paper 950080* (1995).

- [21] ARCOUMANIS, C., M. BADAMI, H. FLORA y M. GAVAISES. «Cavitation in real-size multi-hole Diesel injector nozzles». *SAE Paper 2000-01-1249* (2000).
- [22] TAKENAKA, N., T. KADOWAKI, Y. KAWABATA, I. LIM y C. SIM. «Visualization of cavitation phenomena in a Diesel engine fuel injection nozzle by neutron radiography». *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 542.1 (2005), págs. 129-133.
- [23] SCHMIDT, D., C. RUTLAND y M. CORRADINI. «A fully compressible, two-dimensional model of small, high-speed, cavitating nozzles». *Atomization and Sprays* 9.3 (1999), págs. 255-276.
- [24] SPIKES, R. H. y G. A. PENNINGTON. «Discharge Coefficient of Small Submerged Orifices». *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers* 173.1 (1959), págs. 661-674.
- [25] VON MISES, R. «Berechnung von Ausfluss und Ueberfallzahlen». *Zeitschrift des Ver. deutscher Ing.* 61 (1917).
- [26] RANDALL, L. «Rocket applications of the cavitating venturi». *ARS Journal* 22 (1952), págs. 28-31.
- [27] LICHTAROWICZ, A., R. DUGGINS y E. MARKLAND. «Discharge coefficients for incompressible non-cavitating flow through long orifices». *ARCHIVE: Journal of Mechanical Engineering Science 1959-1982 (vols 1-23)* 7.2 (1965), págs. 210-219.
- [28] SCHMIDT, D., T. SU, K. GONEY, P. FARRELL y M. CORRADINI. «Detection of cavitation in fuel injector nozzles». *Transport Phenomena in Combustion* 2 (1995), págs. 1521-1996.
- [29] SCHMIDT, D., P. M. CORRADINI y L. «One-dimensional analysis of cavitating orifices". Institute for liquid atomization and sprays systems». *ILASS 9th Annual Conference, San Francisco* (1996).
- [30] GELALLES, A. *Coefficients of Discharge of Fuel Injection Nozzles for Compression-Ignition Engines*. NACA, 1931.
- [31] REITZ, R. «Atomization and other breakup regimes of a liquid jet» (1978).
- [32] OHRN, T. R., D. W. SENSER y A. H. LEFÈBVRE. «Geometric effects on spray cone angle for plain-orifice atomizers». *Atomization and Sprays* 1 (1991), págs. 253-268.

- [33] KNOX-KELECY, A. y P. FARRELL. «Internal flow in a scale model of a Diesel fuel injector nozzle». *SAE Paper 922308* (1992).
- [34] WINKLHOFER, E., E. KULL, E. KELZ y A. MOROZOV. «Comprehensive hydraulic and flow field documentation in model throttle experiments under cavitation conditions». *ILASS-Europe*. Vol. 10. 2001, págs. 71-73.
- [35] HE, L. y F. RUIZ. «Effect of cavitation on flow and turbulence in plain orifices for high-speed atomization». *Atomization and Sprays* 5.6 (1995), págs. 569-584.
- [36] DUMONT, N., O. SIMONIN y C. HABICHI. «Cavitating Flow in Diesel Injectors and Atomisation; a Bibliographical Review». *8th International Conference on Liquid Atomisation and Spray Systems, Pasedena, CA*. 2000.
- [37] DUMONT, N. «Modélisation de l'écoulement diphasique dans les injecteurs Diesel». Tesis doct. 2004.
- [38] ALAJBEGOVIC, A., H. GROGGER y H. PHILIPP. «Calculation of cavitation in nozzles using the two-fluid model». *Proc. 7th Annu. Conf. Comp. Fluid Dyn. Soc. Canada, Halifax, NS, Canada (ed. J. Militzer)*. 1999, págs. 7-3.
- [39] GROGGER, H. y A. ALAJBEGOVIC. «Calculation of the cavitating flow in venturi geometries using two fluid model». *ASME Paper FEDSM 98* (1998), pág. 5295.
- [40] ALAJBEGOVIC, A., G. MEISTER, D. GREIF y B. BASARA. «Three phase cavitating flows in high-pressure swirl injectors». *Experimental thermal and fluid science* 26.6 (2002), págs. 677-681.
- [41] *AVL-FIRE User Manual, V. 8.4.2., AVL-List GmbH, 2006*.
- [42] WANG, X. y W. SU. «A numerical study of cavitating flows in high-pressure diesel injection nozzle holes using a two-fluid model». *Chinese Science Bulletin* 54.10 (2009), págs. 1655-1662.
- [43] KUBOTA, A., H. KATO y H. YAMAGUCHI. «A new modelling of cavitating flows: a numerical study of unsteady cavitation on a hydrofoil section». *Journal of Fluid Mechanics* 240.1 (1992), págs. 59-96.
- [44] LAMBERT, L. «Modelisation des jets d'injection haute pression des moteurs Diesel et validation experimentale». Tesis doct. Institut français du pétrole, 1997.

- [45] GIANNADAKIS, E. y col. «Evaluation of the predictive capability of diesel nozzle cavitation models». *SAE paper 2007-01* (2007), pág. 0245.
- [46] UNVERDI, S. y G. TRYGGVASON. «A front-tracking method for viscous, incompressible, multi-fluid flows». *Journal of Computational Physics* 100.1 (1992), págs. 25-37.
- [47] BRACKBILL, J., D. KOTHE y C. ZEMACH. «A continuum method for modeling surface tension». *Journal of computational physics* 100.2 (1992), págs. 335-354.
- [48] CHORIN, A. «Flame advection and propagation algorithms». *Journal of Computational Physics* 35.1 (1980), págs. 1-11.
- [49] HIRT, C. y B. NICHOLS. «Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries». *Journal of computational physics* 39.1 (1981), págs. 201-225.
- [50] LAFAURIE, B., C. NARDONE, R. SCARDOVELLI, S. ZALESKI y G. ZANETTI. «Modelling merging and fragmentation in multiphase flows with SURFER». *Journal of Computational Physics* 113.1 (1994), págs. 134-147.
- [51] LI, J. «Calcul d'interface affine par morceaux». *Comptes rendus de l'Académie des sciences. Série II, Mécanique, physique, chimie, astronomie* 320.8 (1995), págs. 391-396.
- [52] NOH, W. y P. WOODWARD. «SLIC (simple line interface calculation)». *Proceedings of the Fifth International Conference on Numerical Methods in Fluid Dynamics June 28–July 2, 1976 Twente University, Enschede*. Springer. 1976, págs. 330-340.
- [53] TOMIYAMA, A., Y. MAKINO, Z. I. y S. T. «Bubble shape modelling for a 3d two-way bubble tracking method.» *ICMF'98, Lyon, France* (1998).
- [54] BEFRUI, B., G. CORBINELLI, M. D'ONOFRIO y D. VARBLE. «GDI Multi-Hole Injector Internal Flow and Spray Analysis». *SAE 2011-01-1211 1* (2011), pág. 1211.
- [55] BEFRUI, B., G. CORBINELLI, D. ROBART, W. RECKERS y H. WELLER. «LES Simulation of the internal flow and near-field spray structure of an outward-opening GDI injector and comparison with imaging data.» *SAE 2008-01-0137* ().
- [56] *OpenFOAM user guide version 1.4*, <http://www.openfoam.org>.
- [57] MARCER, R. y col. «A validated numerical simulation of diesel injector flow using a VOF method». *SAE transactions* 109.3 (2000), págs. 2099-2118.

- [58] MARCER, R. y J. LEGOUÉZ. «Simulation of unsteady cavitating flows in diesel injector with an improved VOF method». *Proc. ILASS-EUROPE, Zurich, Switzerland (ed. B. Ineichen). IC Engines and Combustion Laboratory, ETH, Zurich (2001).*
- [59] MARCER, R. y col. «Coupling 1D System AMESim and 3D CFD EOLE models for Diesel Injection Simulation». *Proceedings of the ILASS Europe 23rd Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Brno. 2010.*
- [60] SMEREKA, P. «Level set methods for two-fluid flows». *Lecture notes from a short course given at INRIA (1996).*
- [61] DABIRI, S., W. SIRIGNANO y D. JOSEPH. «Two-dimensional and axisymmetric viscous flow in apertures». *Journal of Fluid Mechanics* 605 (2008), págs. 1-18.
- [62] OSHER, S. y R. FEDKIW. «Level set methods: an overview and some recent results». *Journal of Computational physics* 169.2 (2001), págs. 463-502.
- [63] SUSSMAN, M., E. FATEMI, P. SMEREKA y S. OSHER. «An improved level set method for incompressible two-phase flows». *Computers & Fluids* 27.5-6 (1998), págs. 663-680.
- [64] GRACE, J. «Shapes and velocities of bubbles rising in infinite liquids.» *Trans. Chem. Eng.* 51 (1973), pág. 116.
- [65] SOU, A. y T. KINUGASA. «Numerical simulation of developing cavitation flow in a nozzle of pressure atomizer.» *THIESEL 2010 Conference on Thermo- and Fluid Dynamic Processes in Diesel Engines, Valencia, Spain.* ()
- [66] DELANNOY, Y. «Two-phase flow approach in unsteady cavitation modelling». *Proc. ASME FED* 98 (1990), págs. 153-158.
- [67] PLESSET, M. y R. DEVINE. *Effect of exposure time on cavitation damage.* Inf. téc. DTIC Document, 1965.
- [68] CHEN, Y. y S. HEISTER. «Modeling cavitating flows in diesel injectors». *Atomization and Sprays* 6 (1996), págs. 709-726.
- [69] WALLIS, G. *One-dimensional Two-phase Flow.* Ed. por MCGRAW-HILL.
- [70] KÄRHOLM PENG, F, P. NORDIN y H. WELLER. «Modelling injector flow including cavitation effects for diesel applications». *ASME Fluids Engineering Conference.* 2007.

- [71] DUMONT, N., O. SIMONIN y C. HABCHI. «Numerical simulation of cavitating flows in diesel injectors by a homogeneous equilibrium modeling approach». *CAV2001: sessionB6.005* (2001).
- [72] HABCHI, C., N. DUMONT y O. SIMONIN. «Multidimensional simulation of cavitating flows in diesel injectors by a homogeneous mixture modeling approach.» *Atomization and Sprays* 18 (2008), págs. 129-162.
- [73] FAVENNEC, A. y D. FRUMAN. «Effect of the needle position on the cavitation of Diesel injectors». *Proceedings of the 3rd ASME/JSME Joint Fluids Engineering Conference, San Francisco*. 1999.
- [74] MIRANDA, R., H. CHAVES, U. MARTIN y F. OBERMEIER. «Cavitation in a Transparent Real Size VCO Injection Nozzle». *Proceedings of ICLASS, Sorrento Italy* (2003).
- [75] BADOCK, C., R. WIRTH, A. FATH y A. LEIPERTZ. «Investigation of cavitation in real size diesel injection nozzles». *International journal of heat and fluid flow* 20.5 (1999), págs. 538-544.
- [76] BLESSING, M., G. KÖNIG, C. KRÜGER, U. MICHELS y V. SCHWARZ. «Analysis of flow and cavitation phenomena in diesel injection nozzles and its effects on spray and mixture formation». *SAE Paper 2003-01-1358* (2003).
- [77] MASUDA, R., T. FUYUTO y M. NAGAOKA. *Validation of a diesel fuel spray and mixture formation from nozzle internal flow calculation*. SAE paper 2005-01-2098.
- [78] SORIANO, O., M. SOMMERFELD y A. BURKHARDT. «Validation of a cavitation and turbulence induced model for the primary breakup of diesel jets.» *ILASS 2008* (Sep. 8-10, 2008, Como Lake, Italy.).
- [79] *ANSYS CFX-Solver Theory Guide*. Ansys Europe, Ltd. 2006.
- [80] SOM, S., S. AGGARWAL, E. EL-HANNOUNY y D. LONGMAN. «Investigation of nozzle flow and cavitation characteristics in a diesel injector». *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 132 (2010), pág. 042802.
- [81] *Fluent v.5.0 user's guide, vol.3*.
- [82] ODA, T., M. HIRATSUKA, Y. GODA, K. S. y O. K. «Experimental and numerical investigation about internal cavitating flow and primary atomization of a large-scaled VCO diesel injector with eccentric needle.» *ILASS-Europe 2010, 23rd Annual Conference on liquid Atomization and spray systems, Brno, Czech Republic* (September 2010).
- [83] *STAR-CD Methodology, version 4.06, CD adapco*. 2008.

- [84] CHIAVOLA, O. y F. PALMIERI. «Modeling needle motion influence on nozzle flow in high pressure injection system». *SAE Paper* (2007), págs. 01-0250.
- [85] CHIATTI, G., O. CHIAVOLA y F. PALMIERI. «Flow Features in Reduced Dwell Time Diesel Injector». *SAE SP 2183* (2008), pág. 25.
- [86] *Imagine AMESim v4.2 Tutorial and User guide, AMESim Technical Bulletins*.
- [87] LEE, J. y col. «Effect of piezo-driven and solenoid-driven needle opening of common-rail diesel injectors on internal nozzle flow and spray development». *International Journal of Engine Research* 7.6 (2006), págs. 489-502.
- [88] REITZ, R. y F. BRACCO. «Mechanism of atomization of a liquid jet». *Phys* 25, nº10 (1982), pág. 1730.
- [89] NAYFEH, A. «Nonlinear stability of a liquid jet». *Physics of Fluids* 13 (1970), pág. 841.
- [90] YUEN, M. «Non-linear capillary instability of a liquid jet». *J. Fluid Mech* 33.1 (1968), págs. 151-163.
- [91] RUTLAND, D. y G. JAMESON. «Theoretical Prediction of the Size of Drops Formed in the Breakup of Capillary Jets.» *Chem Eng Science* 25 (1970), pág. 1689.
- [92] OHNESORGE, W. «Die Bildung von Tropfen an Düsen und die Auflösung flüssiger Strahlen». *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik* 16, nº 6 (1931), págs. 355-358.
- [93] HIROYASU, H. y M. ARAI. «Structures of fuel spray in Diesel engines». *SAE Paper 900475* (1990).
- [94] TORDA, T. «Evaporation of drops and breakup of sprays». *Astronautica Acta* 18 (1973), págs. 383-393.
- [95] WIERZBA, A. «Deformation and breakup of liquid drops in a gas stream at nearly critical Weber numbers». *Experiments in Fluids* 9.1 (1990), págs. 59-64.
- [96] ARCOUMANIS, C. y B. GAVAISES M. FRENCH. «Effect of fuel injection processes on the structure of Diesel sprays». *SAE Paper 970799* (1997).
- [97] RUIZ, F. «A few useful relations for cavitating orifices». *In Proceedings of International Conference on Liquid Atomizations and Spray System, ICLASS-91, Gaithersburg, Maryland, 15-18 July* (1991), págs. 595-602.

- [98] RUIZ, F. «Turbulence inside a cavitating injector orifice: a different animal». *ILASS-Americas* (1998), págs. 133-137.
- [99] TAMAKI, N., M. SHIMIZU y H. HIROYASU. «Enhancement of the atomization of a liquid jet by cavitation in a nozzle hole». *Atomization and Sprays* 11.2 (2001), págs. 125-137.
- [100] BODE, J. «Zum Kavitationseinfluß auf den Zerfall von Flüssigkeitstrahlen». *Ph.D. Thesis, Max-Planck-Institut für Strömungsforschung, Göttingen, Germany* (1991).
- [101] EIFLER, W. «Untersuchungen zur Struktur des instationären Dieselölspritzstrahles in Düsennahbereich mit der Methode der Hochfrequenz-Kinematografie.» *PhD Thesis, Universität Kaiserslautern, Germany, 1990. 23, 31, 32, 138* (1990).
- [102] CHAVES, H. y F. OBERMEIER. «Correlation between light absorption signals of cavitating nozzle flow within and outside of the hole of a transparent Diesel injection nozzle». *Proc. 15th ILASS-Europe, Toulouse, July 5-7* (1999), págs. 224-229.
- [103] GIMENO, J. «Desarrollo y aplicación de la medida del flujo de cantidad de movimiento de un chorro Diesel». Tesis doct. E.T.S. Ingenieros Industriales (Universidad Politécnica de Valencia), 2008.
- [104] DESANTES, J. M., R. PAYRI, F. J. SALVADOR y A. GIL. «Development and validation of a theoretical model for Diesel spray penetration». *Fuel* 85 (7-8) (2006), págs. 910-917.
- [105] NABER, J. D. y D. L. SIEBERS. «Effects of gas density and vaporization on penetration and dispersion of diesel sprays». *SAE Paper 960034* (1996).
- [106] RANZ, W. E. «Some experiments on orifice sprays». *Can. J. Chem. Engng, August* (1958), pág. 175.
- [107] REITZ, R. y F. BRACCO. «On the dependence of spray angle and other spray parameters on nozzle design and operating conditions». *SAE Paper 790494* (1979).
- [108] WU, K., C. SU, R. STEINBERGER, D. SANTAVICCA y F. BRACCO. «Measurements of the spray angle of atomizing jets». *Journal of fluids engineering* 105.4 (1983), págs. 406-410.
- [109] DELACOURT, E., B. DESMET y B. BESSON. «Characterisation of very high pressure diesel sprays using digital imaging techniques». *Fuel* 84.7 (2005), págs. 859-867.

- [110] DESANTES, J., J. PASTOR, R. PAYRI y J. PASTOR. «Experimental characterization of internal nozzle flow and diesel spray behavior. Part II: Evaporative conditions». *Atomization And Sprays* 15.5 (2005), págs. 517-543.
- [111] ARAI, M., M. TABATA y M. SHIMIZU. «Disintegrating process and spray characterization of fuel jet injected by a Diesel nozzle». *SAE Paper 840275* (1984).
- [112] CHEHROUDI, B., S. CHEN, F. BRACCO e Y. ONUMA. «On the intact core of full-cone sprays». *SAE Paper 850126* (1985).
- [113] CHRISTOPH, E. y J. E. DEC. «The Effect of TDC Temperature and Density on the Liquid-Phase Fuel Penetration in a D.I. Diesel Engine». *SAE Technical Paper* (1995), pág. 952456.
- [114] CANAAN, R., J. DEC, R. GREEN y D. DALY. «The influence of fuel volatility on the liquid-phase fuel penetration in a heavy-duty DI diesel engine». *SAE transactions* 107 (1998), págs. 583-602.
- [115] SIEBERS, D. «Liquid-phase fuel penetration in diesel sprays». *SAE transactions* 107 (1998), págs. 1205-1227.
- [116] HA, J., G. SATO, H. TANABE, H. FUJIMOTO y K. H. «Investigation on the Initial Part and the Spray Formation Delay of Diesel Spray». *SAE Technical Paper* (1983), pág. 830451.
- [117] XU, M. y H. HIROYASU. «Development of a New Optical Technique for Measuring Diesel Spray Penetration». *SAE Technical Paper* (1990), pág. 902077.
- [118] SIEBERS, D. L. «Scaling liquid-phase fuel penetration in diesel sprays based on mixing-limited vaporization». *SAE Paper 1999-01-0528* (1999).
- [119] MUGELE, R. y H. EVANS. «Droplet size distribution in sprays». *Industrial & Engineering Chemistry* 43.6 (1951), págs. 1317-1324.
- [120] DESANTES, J., R. PAYRI, J. GARCIA y F. SALVADOR. «A contribution to the understanding of isothermal diesel spray dynamics». *Fuel* 86.7-8 (2007), págs. 1093-1101.

Capítulo 3

Metodología y herramientas experimentales empleadas

3.1. Introducción

A pesar del marcado enfoque computacional de la presente Tesis, también se utilizarán diversas herramientas experimentales para el estudio del flujo interno en toberas de inyección. Precisamente, es en este capítulo donde se darán a conocer las técnicas y equipos experimentales empleados.

En primer lugar, se describirá la metodología seguida para la obtención de la geometría interna de las toberas. Gracias a esta técnica, basada en el uso de moldes de silicona, se podrán crear modelos CAD (Computer-Aided Design) que reproducirán fielmente las características geométricas de cada tobera. De esta forma, los resultados computacionales reflejarán con un significativo nivel de realismo el comportamiento del combustible en el interior de los orificios de descarga.

En segundo lugar, se presentarán los equipos empleados para la medición de la tasa de inyección y el flujo de cantidad de movimiento. Se describirán los elementos que los forman y se detallará el principio de medida de cada uno de ellos.

Finalmente, en el último apartado se introducirán los principales parámetros utilizados en la presente Tesis para la descripción del flujo interno. Estos parámetros, derivados de los resultados obtenidos a partir de la obtención de

moldes de silicona y de la medida de la tasa de inyección y del flujo de cantidad de movimiento, serán de gran utilidad para la caracterización del flujo.

3.2. Determinación de la geometría real de las toberas

A la hora de simular el comportamiento del flujo interno mediante herramientas CFD resulta imprescindible conocer de antemano la geometría exacta de la tobera. Para ello existen principalmente dos posibilidades: aplicar técnicas ópticas o seccionar dicha tobera. La primera solución presenta la desventaja de utilizar equipos y software costosos, además de la imposibilidad de medir el radio de acuerdo de entrada. En cambio, la segunda solución deja inutilizada la tobera, puesto que se trata de un ensayo destructivo.

En la presente Tesis, para la determinación de la geometría real de las toberas se empleará la técnica propuesta por Macián et al. [1], basada en el uso de una silicona especial para obtener moldes internos de la tobera. Tras la obtención de dichos moldes, se empleará un microscópio electrónico de barrido para obtener imágenes de cada uno de los orificios. A través de estas fotografías, se determinarán las dimensiones características mediante programas CAD.

3.2.1. Realización del molde de silicona

Como paso previo a la realización del molde, es necesario limpiar la tobera de cualquier deposición o resto de combustible que pudiera quedar en su interior. De esta forma se elimina cualquier posibilidad de que la silicona reaccione con el combustible e impida una correcta solidificación de ésta.

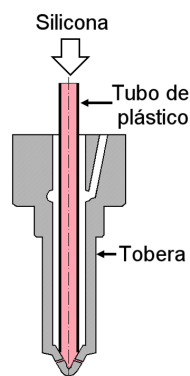


Figura 3.1: Esquema representativo del proceso de introducción de la silicona.

Una vez limpia, se introduce la silicona a través de un pequeño tubo que permite rellenar únicamente los orificios de descarga y el saco de la tobera (ver Figura 3.1), dejando limpio el resto de la misma. Pasadas varias horas, se extrae cuidadosamente el molde de silicona tirando del tubo de plástico utilizado anteriormente.

3.2.2. Visualización mediante el microscopio electrónico de barrido

Una vez obtenido el molde de la tobera, se toman fotografías de dicho molde mediante un microscopio electrónico de barrido, que permite la obtención de imágenes amplificadas gracias a su zoom de entre 30 y 1000 aumentos. Sin embargo, antes de la toma de imágenes es necesario preparar la muestra, puesto que para evitar la deformación del molde éste debe conducir la electricidad, y, obviamente la silicona no es un material conductor. Por ello, antes de introducir el molde en el microscopio la muestra se recubre con una fina capa de oro, que no afectará los resultados de la posterior medición, ya que su espesor es del orden de $0.01 \mu m$.

Una vez preparada la muestra, se toman fotografías desde varias perspectivas, desplazando y rotando dicha muestra para obtener imágenes de cada uno de los orificios de la tobera y demás zonas de interés. Como muestra de las fotografías tomadas en el microscopio, la Figura 3.2 recoge una imagen de los seis orificios de una tobera de inyección Diesel utilizada en la presente Tesis y cuyos resultados procedentes de su estudio experimental y computacional serán presentados en los siguientes capítulos.

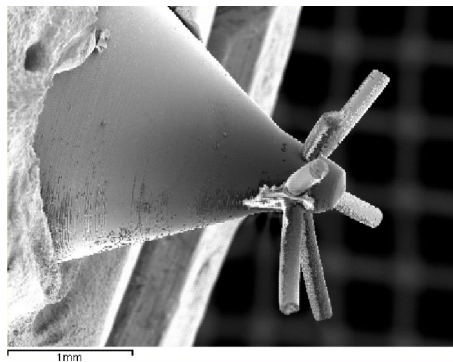


Figura 3.2: Imagen del molde de silicona obtenida en el microscopio de barrido electrónico.

3.2.3. Determinación de los parámetros geométricos

Tal y como puede verse en la parte inferior izquierda de la Figura 3.2, todas las fotografías incluyen una dimensión de referencia. De este modo, resulta relativamente sencillo determinar las dimensiones reales de la tobera al cargar las fotografías en un programa CAD.

Para cada uno de los orificios se pueden determinar las siguientes dimensiones (ver Figura 3.3) [1]:

- φ : Ángulo entre el eje vertical de la tobera y el eje del orificio.
- R_s : Radio de curvatura superior.
- R_i : Radio de curvatura inferior.
- D_{le} : Diámetro de entrada determinado desde la vista lateral.
- D_{lh} : Diámetro provocado por el proceso de hidroerosión.
- D_{lm} : Diámetro medio determinado desde la vista lateral.
- D_{ls} : Diámetro de salida determinado desde la vista lateral.
- $D_{ie}, D_{ih}, D_{im}, D_{is}$: Diámetros similares a los anteriores pero determinados desde la vista inferior.
- D_e, D_h, D_m, D_s : Diámetros equivalentes calculados mediante una media geométrica de ambas vistas de cada uno de los diámetros definidos anteriormente ($D = \sqrt{D_l D_i}$).

A partir de las dimensiones anteriores, es posible obtener diversos parámetros adimensionales. Estos parámetros aportarán información adicional sobre las características geométricas de la tobera, como por ejemplo el grado de conicidad de cada uno de los orificios.

- k-factor: Factor de conicidad empleada por los fabricantes de toberas.

$$k - factor = 100(D_e - D_s)/L \quad (3.1)$$

- AR: Reducción de área.

$$AR = 100(A_e - A_s)/A_e \quad (3.2)$$

- IH: Impacto del proceso de hidroerosión.

$$IH = 100(A_h - A_e)/A_e \quad (3.3)$$

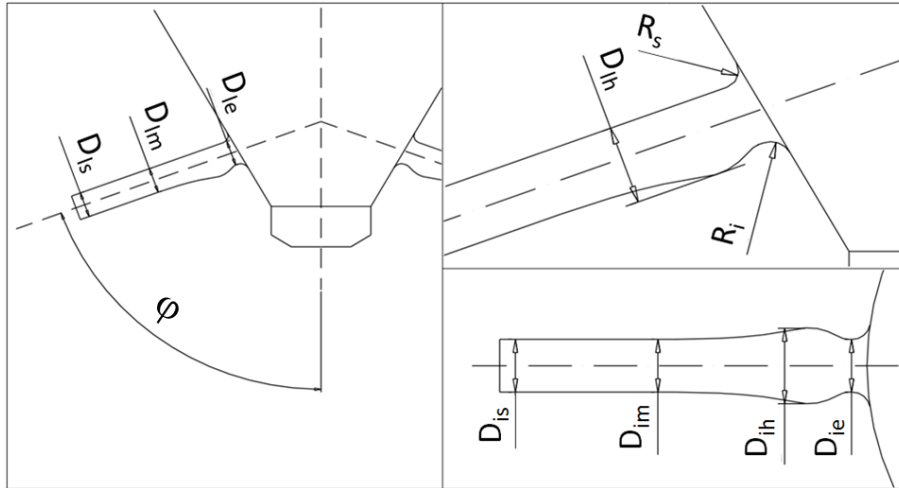


Figura 3.3: Dimensiones obtenidas gracias a la realización de moldes de silicona.

- EB: Conocido como efecto barril, este parámetro cuantifica la curvatura del orificio.

$$D' = 100(D_e - D_s)/2 \quad (3.4)$$

$$EB = 100(D_m - D')/D' \quad (3.5)$$

Esta técnica, validada en diversas investigaciones [1-4], puede presentar pequeñas variaciones del orden del 2% debidas a la precisión de la medida efectuada.

3.3. Caracterización hidráulica

Antes de entrar en detalle en los equipos empleados para la medida de la tasa de inyección y del flujo de cantidad de movimiento, se describirán brevemente los elementos comunes que forma parte de ambas instalaciones experimentales.

La instalación, representada en la Figura 3.4, está compuesta principalmente por un depósito para el combustible, un filtro, una bomba de alta presión, un raíl, un equipo informático y el inyector con el que se pretende trabajar.

Inicialmente, la bomba de alta presión aspira combustible del depósito, previo paso por el filtro. Este filtro evita la entrada de impurezas o partículas

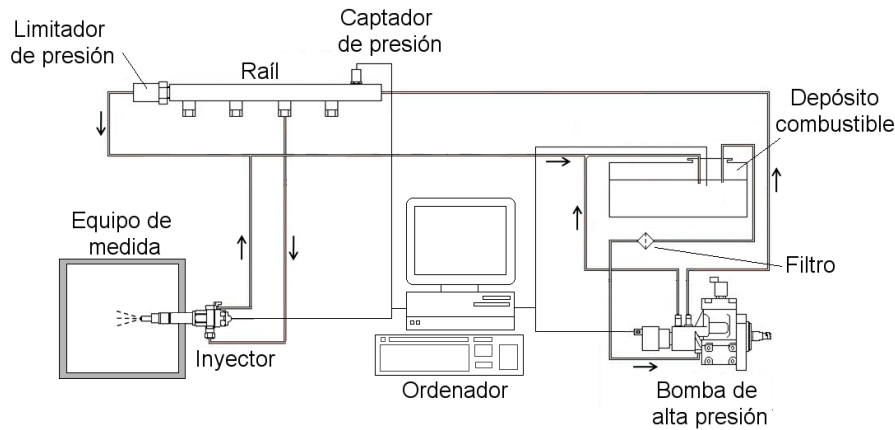


Figura 3.4: Esquema representativo de la instalación experimental empleada para la caracterización hidráulica de inyectores.

que pueden dañar la propia bomba o el inyector. Gracias a un motor eléctrico la bomba impulsa el combustible hasta el raíl, donde permanece almacenado hasta ser inyectado. Tanto el filtro, como la bomba y el raíl son similares a los utilizados en los sistemas common-rail empleados en automoción. De esta forma, el raíl dispone de un sensor para comprobar de forma continua los niveles de presión y una válvula reguladora de presión situada en uno de sus extremos. Si el valor de la presión supera el valor consigna definido en el ordenador, la válvula reguladora permitirá la salida de combustible hacia el depósito. Este mismo ordenador es el que se encargará de enviar la señal al inyector para producir la inyección de combustible dentro del equipo de medida de la tasa de inyección o del flujo de cantidad de movimiento.

3.3.1. Medida de la tasa de inyección

El equipo empleado en la presente Tesis para la obtención del flujo másico instantáneo es el caudalímetro EVI [5-7], basado en el método Bosch o de tubo largo [8].

El funcionamiento de este equipo (representado en la Figura 3.5) consiste en la inyección de combustible en un tubo de gran longitud previamente llenado con combustible. La descarga de combustible a través del inyector provoca un aumento de la presión en el interior del tubo, que es proporcional al aumento de masa inyectada. De esta forma, a partir de la evolución en el tiempo de la presión es posible conocer la tasa de inyección.

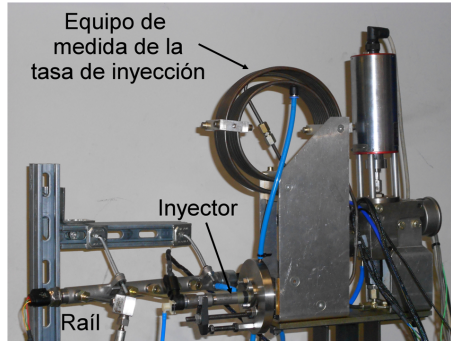


Figura 3.5: Maqueta para la medida de la tasa de inyección.

Cuando el combustible es inyectado en el tubo, se genera una onda de presión que viaja a la velocidad del sonido desde los orificios de descarga del inyector hasta el final del tubo, donde se encuentra un depósito para amortiguarla.

Durante cada inyección, el captador piezoeléctrico registra la variación de presión (Δp) provocada por la onda de presión inicial que se desplaza a lo largo de un tubo de sección A_t con una velocidad igual a la velocidad del sonido. Planteando la ecuación de conservación de la cantidad de movimiento en ausencia de gravedad, se puede establecer que:

$$(p + \Delta p) A_t - p A_t = \rho A_t a \Delta u \quad (3.6)$$

donde ρ es la densidad del combustible, Δu es la variación de velocidad del combustible en el tubo y a la velocidad del sonido.

Simplificando la anterior ecuación se obtiene:

$$\Delta p = \rho a \Delta u \quad (3.7)$$

Por otra parte, sabiendo que la variación de la masa de combustible inyectada respecto al tiempo puede definirse como

$$\frac{dm}{dt} = \rho A_t \Delta u \quad (3.8)$$

es posible determinar la tasa de inyección en función únicamente de la velocidad del sonido y de la sección de paso del tubo del caudalímetro:

$$\frac{dm}{dt} = \frac{A_t}{a} \Delta p \quad (3.9)$$

Nótese que cuando el combustible llega al depósito situado al final del tubo, se produce una segunda onda de presión de dirección opuesta a la inicial como consecuencia del cambio de sección entre el tubo y el depósito. La amplitud de esta onda, que puede alterar la medida de presión registrada por el captador piezoeléctrico, depende de la geometría del sistema y de las condiciones de presión. Por ello, el equipo dispone de una válvula de control que permite cambiar la sección de paso del fluido en función de las condiciones de funcionamiento, minimizando así sus posibles efectos sobre la medida de presión. Además, la amortiguación de las ondas reflejadas permite reducir el tiempo necesario para estabilizar la presión en el tubo y, de esta forma, poder inyectar combustible nuevamente.

3.3.2. Medida del flujo de cantidad de movimiento

La Figura 3.6 muestra el equipo utilizado para medir el flujo de cantidad de movimiento de un chorro Diesel [9]. Los elementos más importantes de la maqueta que se presenta son: la cámara de acero, el sistema de sujeción del inyector, el captador de presión junto con su correspondiente sistema de sujeción, un acceso óptico lateral y las válvulas de entrada y salida.

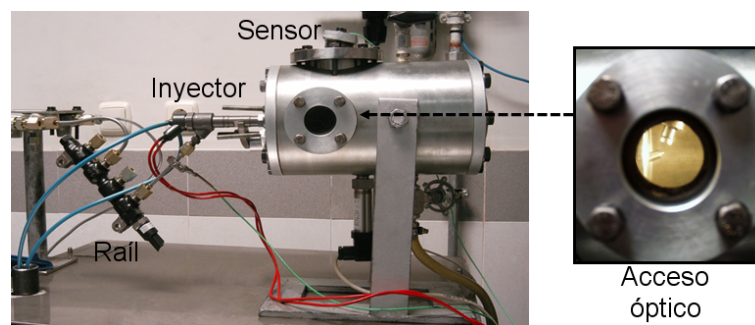


Figura 3.6: Maqueta para la medida de la cantidad de movimiento.

Como puede observarse, el cuerpo principal de la maqueta está formado por una cámara de acero cilíndrica que puede ser presurizada hasta una contrapresión de 9 MPa. Esta característica, junto con el ajuste de la presión de inyección y la duración de la inyección, permiten el estudio del comportamiento

del chorro en condiciones similares a las de funcionamiento real de un motor Diesel. Su presurización se realiza mediante una bombona de Nitrógeno, ya que tiene unas propiedades similares al aire pero evita cualquier posibilidad de combustión al no contener Oxígeno. No obstante, también se puede hacer uso de otros gases como Helio o Hexafluoruro de Azufre (SF_6), que permiten alcanzar una menor o mayor densidad en la cámara para los mismos niveles de presión.

Para controlar la presión en el interior de la maqueta se utilizan dos válvulas: una válvula de llenado conectada a la bombona de gas, y una válvula de vaciado para regular la presión y extraer el gas de la cámara.

Por otra parte, el conjunto de sujeción del inyector permite posicionarlo de manera que el eje de los chorros incida perpendicularmente en el sensor. De esta forma, girando el conjunto del inyector con respecto al eje de la maqueta, será posible medir el flujo de cantidad de movimiento de cada uno de los chorros. Para medir este parámetro, se utiliza un captador de presión piezoeléctrico con una diana de aluminio anodizado para protegerlo del impacto del chorro. Su colocación depende fundamentalmente de las características del inyector. Si se trabaja con toberas monorificio, el captador se introducirá desde la base opuesta al sistema de sujeción del inyector. En cambio si el inyector dispone de una tobera multiorificio, el sensor de presión se introducirá en la maqueta lateralmente, con un cierto ángulo que compense la inclinación de los chorros. En cualquiera de las dos configuraciones la dirección del chorro será perpendicular a la diana del sensor.

Completa la maqueta un acceso óptico situado en un lateral del cilindro con el fin de poder visualizar la posición relativa entre el inyector y el captador. Si bien esta ventana no es necesaria para la medida del flujo de cantidad de movimiento, resulta útil a la hora de comprobar la correcta colocación del sensor de presión respecto al inyector. Además, también permite comprobar que no se está produciendo ninguna anomalía en el proceso de inyección.

El principio de medida del equipo de flujo de cantidad de movimiento, basado en la medición de la fuerza de impacto del chorro contra un sensor de fuerza, será válido únicamente si el área del sensor engloba todo el chorro (ver Figura 3.7) [9, 10]. Bajo estas condiciones, la fuerza de impacto equivaldrá al flujo de cantidad de movimiento a la salida del orificio. Nótese que en esta última afirmación (consecuencia de la conservación del flujo de cantidad de movimiento dentro del chorro en dirección axial) se está asumiendo las siguientes hipótesis:

- Los efectos de las fuerzas de gravedad sobre el volumen de control son

despreciables, $\Sigma F_{grav} = 0$.

- La presión en la cámara es uniforme. Por ello, el sumatorio de fuerzas debidas a la presión, quedará simplificado a únicamente la fuerza ejercida sobre el sensor, $\Sigma F_{pres} = F$.
- La dirección de salida del combustible desviado por el captador y la dirección de entrada del aire al volumen de control son perpendiculares al eje del chorro, y por tanto, perpendiculares a la superficie exterior cilíndrica. Esto implica que los flujos de cantidad de movimiento a través de la superficie exterior serán nulos en la componente axial. Esta suposición conlleva también que los esfuerzos viscosos en dirección axial también sean nulos, $\Sigma F_{visc} = 0$.

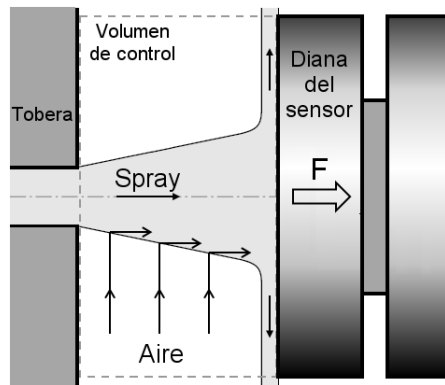


Figura 3.7: Esquema del chorro golpeando la diana del sensor.

3.4. Parámetros y coeficientes descriptivos del flujo interno

Gracias al empleo de los dos equipos descritos en el apartado anterior, es posible determinar el gasto másico y el flujo de cantidad de movimiento en el orificio de salida de una tobera. Teniendo en cuenta la representación del proceso de inyección real de la Figura 3.8, estos dos parámetros pueden definirse matemáticamente como:

$$\dot{m}_f = \int_{A_o} \rho u \, dA . \quad (3.10)$$

$$\dot{M}_f = \int_{A_0} \rho u^2 dA. \quad (3.11)$$

Nótese que los perfiles de velocidad y densidad utilizados en las ecuaciones 3.10 y 3.11 son completamente desconocidos, especialmente en el caso más complejo de flujo bifásico debido a la cavitación. No obstante, es posible definir una velocidad y un área efectiva que sean representativas del caso real. Este área efectiva está directamente relacionada con la verdadera sección de paso disponible para el fluido, teniendo en cuenta la existencia de cavitación en la salida del orificio o la separación completa del flujo (hydraulic flip).

La definición de velocidad y área efectiva está basada en un flujo simplificado (ver Figura 3.8), caracterizado por un área de paso menor que el área geométrica, a través de la cual circula un flujo de velocidad uniforme (u_{ef}) con una densidad igual a la del combustible en fase líquida. La velocidad y el área efectiva deben ser tales que al calcular el gasto másico y el flujo de cantidad de movimiento sean exactamente iguales al caso real.

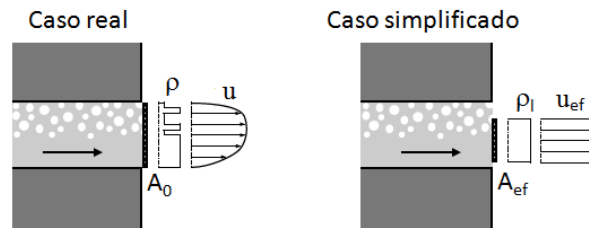


Figura 3.8: Perfiles de velocidad y densidad reales y simplificados a la salida del orificio.

Asumiendo este caso simplificado, y resolviendo las ecuaciones 3.10 y 3.11, el gasto másico y el flujo de cantidad de movimiento pueden expresarse a través de las siguiente expresiones:

$$\dot{m}_f = A_{ef} \rho_l u_{ef} \quad (3.12)$$

$$\dot{M}_f = A_{ef} \rho_l u_{ef}^2 \quad (3.13)$$

Dividiendo estos dos parámetros (medidos con los equipos descritos anteriormente) se puede obtener la velocidad efectiva de inyección como:

$$u_{ef} = \frac{\dot{M}_f}{\dot{m}_f} \quad (3.14)$$

Obviamente, una vez determinado la velocidad efectiva, también es factible el cálculo del área efectiva, y, por tanto, un diámetro efectivo si se asume un área circular.

$$A_{ef} = \frac{\dot{m}_f^2}{\rho_l \dot{M}_f} \quad (3.15)$$

$$D_{ef} = \sqrt{\frac{4 A_{ef}}{\pi}} \quad (3.16)$$

A la vista de las ecuaciones 3.15 y 3.16, resulta especialmente interesante que para calcular el área y el diámetro efectivo no es necesario conocer el área o el diámetro geométrico de la tobera. De esta forma, se evita posibles errores derivados de su medida.

Una forma alternativa para describir el comportamiento del flujo interno es expresar adimensionalmente todos los parámetros obtenidos en las ecuaciones 3.12, 3.14 y 3.15. De esta forma, se pueden definir tres coeficientes:

- Coeficiente de descarga. Este parámetro, definido en el capítulo 2, relaciona el caudal másico real frente al máximo teórico. Para calcular el gasto másico teórico se considera un flujo de velocidad igual a la velocidad de Bernoulli que circula ocupando todo el área geométrica.

$$C_d = \frac{\dot{m}_f}{\dot{m}_{teor}} = \frac{\dot{m}_f}{A_o \rho_l u_{teor}} = \frac{\dot{m}_f}{A_o \sqrt{2 \rho_f \Delta P}} \quad (3.17)$$

- Coeficiente de velocidad. El coeficiente de velocidad relaciona la velocidad efectiva del fluido frente a la velocidad máxima teórica, definida como la velocidad que alcanzaría el fluido si toda la energía de presión se transformara en energía cinética sin ningún tipo de pérdidas. Este coeficiente es útil para evaluar las pérdidas de energía o de presión que se

dan desde el punto donde se mide la presión de inyección hasta la salida de los orificios de descarga.

$$C_v = \frac{u_{ef}}{u_{teor}} = \frac{u_{ef}}{\sqrt{2 \Delta P / \rho_l}} \quad (3.18)$$

- Coeficiente de área. El coeficiente de área permite evaluar la disminución de área efectiva de paso con respecto al área geométrica. Cuanto menor sea este coeficiente, mayor será la reducción de área efectiva, que puede deberse a un perfil de velocidad no uniforme, a la salida de burbujas de combustible provocadas por la cavitación o a la separación del flujo de la pared (hydraulic flip).

$$C_a = \frac{A_{ef}}{A_o} \quad (3.19)$$

En este caso, no es necesario conocer los valores correspondientes al área geométrica o efectiva, puesto que el coeficiente de área puede ser calculado a partir de los coeficientes anteriormente descritos:

$$C_a = C_d \cdot C_v \quad (3.20)$$

Referencias

- [1] MACIÁN, V., V. BERMÚDEZ, R. PAYRI y J. GIMENO. «New technique for the determination of the internal geometry of diesel nozzle with the use of the silicone methodology.» *Experimental techniques* 27 (2) (2003), págs. 39-43.
- [2] SALVADOR, F. J. «Estudio teórico experimental de la influencia de la geometría de toberas de inyección diesel sobre las características del flujo interno y del chorro». Tesis doct. E.T.S. Ingenieros Industriales (Universidad Politécnica de Valencia), 2003.
- [3] PAYRI, R., A. GIL, A. PLAZAS y B. GIMENEZ. «Influence of Nozzle Seat Type on Internal Flow of Convergent Nozzles». *SAE Technical Paper* (2004), págs. 01-2010.
- [4] PLAZAS, A. H. «Modelado unidimensional de inyectoros common-rail Diesel». Tesis doct. E.T.S. Ingenieros Industriales (Universidad Politécnica de Valencia), 2005.

- [5] ARCOUMANIS, C. y M. BANIASAD. *Analysis of consecutive fuel injection rate signals obtained by the Zeuch and Bosch methods*. Society of Automotive Engineers, 1993.
- [6] CANTORE, G., E. MATTARELLI y A. BORETTI. «Experimental and theoretical analysis of a diesel fuel injection system». *SAE Paper* (1999), págs. 01-0199.
- [7] DU, C., Y. MINGGAO, J. WU, X. WANG y col. «Injection Rate Control in Electronic in-line Pump-Valve-Pipe-Injector Diesel Injection System». *SAE Technical Paper* (1999), págs. 01-0201.
- [8] PAYRI, R., F. SALVADOR, J. GIMENO y G. BRACHO. «A new methodology for correcting the signal cumulative phenomenon on injection rate measurements». *Exp Tech* 32 (2008).
- [9] GIMENO, J. «Desarrollo y aplicación de la medida del flujo de cantidad de movimiento de un chorro Diesel». Tesis doct. E.T.S. Ingenieros Industriales (Universidad Politécnica de Valencia), 2008.
- [10] PAYRI, R., J. GARCÍA, F. SALVADOR y J. GIMENO. «Using spray momentum flux measurements to understand the influence of diesel nozzle geometry on spray characteristics». *Fuel* 84.5 (2005), págs. 551-561.

Capítulo 4

Modelado del fenómeno de la cavitación en toberas de inyección Diesel

4.1. Introducción

Atendiendo a las dificultades para llevar a cabo estudios experimentales en toberas de inyección Diesel debido a las reducidas dimensiones de las mismas y a la complejidad del flujo interno, el empleo de técnicas de cálculo computacionales constituye en la actualidad una herramienta fundamental para el desarrollo de los sistemas de inyección en motores Diesel. Este tipo de herramientas permiten el estudio en profundidad de aquellos aspectos en los que la realización de experimentos resulta extremadamente difícil y la reducción de los tiempos y costes derivados de nuevos diseños y ensayos.

Para la realización de la presente Tesis se utilizará OpenFOAM (Open Field Operation and Manipulation) [1], un código abierto y de libre distribución, y que por lo tanto puede obtenerse gratuitamente y ser modificado por el usuario para adaptarse mejor a las particularidades del problema a estudiar, ya que es posible acceder al código fuente. Estas características, junto con las más de 80 aplicaciones para resolver problemas específicos de ingeniería mecánica y las más de 170 utilidades para tareas de preprocesado y postprocesado, convierten a OpenFOAM en una herramienta CFD con potencial y proyección.

La metodología de cálculo de OpenFOAM está basada en la técnica de volúmenes finitos, consistente en la subdivisión del volumen que confina el flujo en pequeños dominios llamados celdas. De este modo, en los centros de estas celdas, denominados centroides, es donde se procede al cálculo de las ecuaciones que rigen el comportamiento del flujo. Para la resolución de las variables en el resto del dominio se emplean esquemas de interpolación, que permiten hallar el valor de las variables en puntos distintos de los centroides a partir de los resultados obtenidos en los centros de las celdas.

Este capítulo pretende hacer un breve repaso de las principales ecuaciones que rigen el comportamiento de los fluidos y recoger los aspectos más importantes del modelado de la cavitación y la turbulencia empleados en OpenFOAM. Además, en él se presentará una extensa validación sobre un orificio calibrado, una tobera monorificio y una tobera multiorificio comparando los resultados proporcionados por OpenFOAM con diversos resultados experimentales, entre los que se incluyen gasto másico, velocidad, flujo de cantidad de movimiento o incluso apariencia de la cavitación. Una vez comprobada la validez del código para predecir el comportamiento del flujo interno, se ahondará en diversos fenómenos asociados al fenómeno de la cavitación que, a día de hoy, permanecen sin resolver.

4.2. Ecuaciones de comportamiento de flujo

A la hora de resolver la dinámica de un fluido existen tres ecuaciones básicas basadas en los principios de conservación [2]: la ecuación de conservación de la masa (ecuación de continuidad), la ecuación de conservación del momento (segunda ley de Newton) y la ecuación de conservación de la energía (primera ley de la termodinámica).

Estas ecuaciones, pueden sufrir ligeras modificaciones en función del problema a estudiar, ya que en muchas ocasiones se realizan simplificaciones que permiten desprestigiar algunos términos de las ecuaciones.

4.2.1. Ecuación de conservación de la masa

Considerando un volumen de fluido infinitesimal como el de la Figura 4.1, el gasto másico a través de las superficies 1 (entrante) y 2 (saliente) puede definirse como:

$$\dot{m}_1 = \rho u_x dzdy \quad (4.1)$$

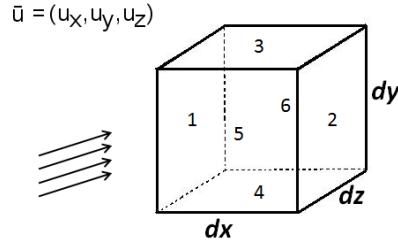


Figura 4.1: Volumen infinitesimal de fluido

$$\dot{m}_2 = \left(\rho u_x + \frac{\partial(\rho u_x)}{\partial x} \right) dz dy \quad (4.2)$$

De manera análoga se puede obtener el gasto másico para el resto de superficies:

$$\dot{m}_3 = \rho u_y dx dz \quad (4.3)$$

$$\dot{m}_4 = \left(\rho u_y + \frac{\partial(\rho u_y)}{\partial y} \right) dz dy \quad (4.4)$$

$$\dot{m}_5 = \rho u_z dx dy \quad (4.5)$$

$$\dot{m}_6 = \left(\rho u_z + \frac{\partial(\rho u_z)}{\partial z} \right) dz dy \quad (4.6)$$

Por tanto, el gasto másico total a través del volumen $dx dy dz$ es:

$$\dot{m}_1 - \dot{m}_2 + \dot{m}_3 - \dot{m}_4 + \dot{m}_5 - \dot{m}_6 = \left(-\frac{\partial(\rho u_x)}{\partial x} - \frac{\partial(\rho u_y)}{\partial y} - \frac{\partial(\rho u_z)}{\partial z} \right) dx dz dy \quad (4.7)$$

Sabiendo que la masa de fluido dentro del volumen sólo puede ser consecuencia de la variación del gasto másico, se tiene:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho dx dy dz) = \left(-\frac{\partial(\rho u_x)}{\partial x} - \frac{\partial(\rho u_y)}{\partial y} - \frac{\partial(\rho u_z)}{\partial z} \right) dx dz dy \quad (4.8)$$

Finalmente, simplificando y reorganizando la ecuación anterior se obtiene la ecuación de conservación de masa:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho u_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho u_z)}{\partial z} = 0 \quad (4.9)$$

que se puede igualmente escribir como:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \bar{u}) = 0 \quad (4.10)$$

4.2.2. Ecuación de conservación del momento

Para obtener la ecuación de conservación de momento basta con realizar un balance de todas las fuerzas que actúan sobre cada una de las superficies del volumen de fluido de la Figura 4.1, teniendo en cuenta además las fuerzas aplicadas sobre el propio volumen, como son la fuerza de la gravedad o la fuerza centrífuga, aunque en muchos casos se desprecian. Así, la forma más común de representar las ecuaciones de conservación de la cantidad de movimiento para cada una de las tres direcciones principales es:

$$\frac{\partial \rho u_x}{\partial t} + \nabla(\rho u_x \bar{u}) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \nabla(\mu \nabla u_x) + S_{Mx} \quad (4.11)$$

$$\frac{\partial \rho u_y}{\partial t} + \nabla(\rho u_y \bar{u}) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \nabla(\mu \nabla u_y) + S_{My} \quad (4.12)$$

$$\frac{\partial \rho u_z}{\partial t} + \nabla(\rho u_z \bar{u}) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \nabla(\mu \nabla u_z) + S_{Mz} \quad (4.13)$$

donde los términos S_{Mx} , S_{My} y S_{Mz} representan posibles términos fuentes en cada una de las direcciones principales del fluido.

4.2.3. Ecuación de conservación de la energía

Atendiendo a la primera ley de la termodinámica, la variación con el tiempo de la energía total contenida en un volumen de fluido es igual a la diferencia

entre la cantidad de calor transferida al volumen de fluido y el trabajo realizado por éste. Esta relación, expresada a través de la ecuación 4.14, suele conocerse como ecuación de la conservación de la energía:

$$\frac{\partial \rho e}{\partial t} + \nabla(\rho e \bar{u}) = -p \nabla \bar{u} + \nabla(\kappa \nabla T) + \phi + S_e \quad (4.14)$$

Nótese que el término S_e representa eventuales fuentes de energía, mientras que ϕ representa una fuente de energía interna debido únicamente al trabajo de deformación sobre el fluido:

$$\begin{aligned} \phi = & 2\mu \left[\left(\frac{\partial u_x}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_y}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_z}{\partial z} \right)^2 \right] + \\ & + \mu \left\{ \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_y}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial y} \right)^2 \right\} + \lambda \nabla \bar{u} \end{aligned} \quad (4.15)$$

Es importante resaltar, que, en muchos casos, la ecuación de conservación de la energía no es tenida en cuenta para el cálculo. De hecho, en el modelo utilizado en la presente tesis se manejará la hipótesis de que no existen variaciones de temperatura durante el proceso de inyección, siendo por lo tanto innecesaria la resolución de la ecuación de conservación de la energía.

4.3. Modelado de la cavitación

Tal y como se estableció en segundo capítulo de la presente Tesis, dadas las características del flujo en el interior de las toberas de inyección, con altos gradientes de presión y velocidad, el empleo de un modelo de equilibrio homogéneo resulta ser el método más adecuado para modelar el fenómeno de la cavitación.

Por ello, se ha optado por un modelo basado en el modelo de Schmidt [3] implementado en OpenFOAM, que asume la condición de equilibrio homogéneo, suponiendo que tanto la fase líquida como la fase vapor están perfectamente mezcladas en cada celda de la malla. El hecho de que OpenFOAM sea un software de CFD abierto de libre distribución, ha permitido la modificación y mejora del código, adecuando el modelo a las características específicas de nuestro problema e incorporando características adicionales de especial interés, como la posibilidad de dotar de movimiento a la geometría estudiada durante la propia simulación. Esto último ha permitido estudiar el comportamiento transitorio del fluido durante el proceso de apertura y cierre del inyector.

Dicho modelo, que asume la temperatura del fluido como constante, emplea una ecuación barotrópica de estado (ecuación 4.16), que relaciona la densidad del fluido con su presión a través de la compresibilidad del fluido,

$$\frac{D\rho}{Dt} = \Psi \frac{Dp}{Dt}, \quad (4.16)$$

siendo la compresibilidad del fluido la inversa de la velocidad del sonido de la mezcla líquido-vapor al cuadrado:

$$\Psi = \frac{1}{a^2}. \quad (4.17)$$

Esta ecuación barotrópica de estado puede emplearse conjuntamente con la ecuación de continuidad para formular una ecuación de la presión, o bien integrarla para obtener la presión como función de la densidad [3]. Esta segunda opción resulta más problemática, puesto que la ecuación 4.16 no es una ecuación de estado de equilibrio, de manera que la presión y la densidad que se obtienen no resultan consistentes con las ecuaciones de estado de líquido y vapor a no ser que se haya alcanzado la condición de equilibrio.

Es necesario pues, obtener una ecuación de estado de equilibrio de la mezcla que sea consistente con las ecuaciones de estado del líquido y del vapor, tanto en los casos en que se tiene líquido o vapor puros, como cuando existe una mezcla de ambas fases. Estos dos estados pueden describirse como:

$$\rho_v = \Psi_v p, \quad (4.18)$$

$$\rho_l = \rho_l^0 + \Psi_l p. \quad (4.19)$$

Para determinar la proporción de vapor existente en cada celda, se emplea el parámetro γ , definido como:

$$\gamma = \frac{\rho - \rho_{l\text{sat}}}{\rho_{v\text{sat}} - \rho_{l\text{sat}}}, \quad (4.20)$$

siendo la densidad del vapor saturado $\rho_{v\text{sat}}$:

$$\rho_{v\text{sat}} = \Psi_v p. \quad (4.21)$$

Como puede observarse, γ toma el valor 0 cuando el fluido se encuentra en condiciones no cavitantes, y por lo tanto se encuentra por completo en fase líquida, mientras que cuando el fluido se encuentra en fase vapor su valor es 1.

Por otra parte, la densidad del fluido, independientemente de la cantidad de vapor existente, se calcula mediante la expresión 4.22:

$$\rho = \gamma \rho_v + (1 - \gamma) \rho_l + \Psi (p - p_v) = (1 - \gamma) \rho_l^0 + (\gamma \Psi_v + (1 - \gamma) \Psi_l - \Psi) p_v + \Psi p, \quad (4.22)$$

con

$$\rho_l^0 = \rho_{lsat} - \Psi_l p_v. \quad (4.23)$$

Respecto al cálculo de la compresibilidad del fluido, se ha recurrido a una expresión lineal (ecuación 4.24) de gran estabilidad, a pesar de la existencia de modelos físicamente más realistas como los modelos de Wallis [4] y Chung [5].

$$\Psi = \gamma \Psi_v + (1 - \gamma) \Psi_l, \quad (4.24)$$

Este mismo razonamiento puede aplicarse para la obtención de la viscosidad de la mezcla en función de la cantidad de vapor y líquido existente:

$$\mu = \gamma \mu_v + (1 - \gamma) \mu_l. \quad (4.25)$$

La metodología seguida por el código empieza resolviendo la ecuación de continuidad (ecuación 4.26), obteniendo el valor de la densidad a partir de las condiciones iniciales de velocidad.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla (\rho \bar{u}) = 0. \quad (4.26)$$

Con el valor de densidad obtenido, se halla la fracción de vapor y compresibilidad de la mezcla (ecuaciones 4.20 y 4.24) y se introduce en la ecuación de conservación de momento con el fin de obtener la velocidad a partir de las condiciones iniciales de presión.

$$\frac{\partial \rho \bar{u}}{\partial t} + \nabla (\rho \bar{u} \bar{u}) = -\nabla p + \nabla (\mu \nabla \bar{u}). \quad (4.27)$$

A continuación, mediante un algoritmo iterativo PISO [6] se calcula la presión y se corrige la velocidad a través de la ecuación de continuidad transformada en una ecuación de presión haciendo uso de la ecuación de estado (ecuación 4.22):

$$\frac{\partial \Psi p}{\partial t} - (\rho_l^0 + (\Psi_l - \Psi_v) p_v) \frac{\partial \gamma}{\partial t} - p_v \frac{\partial \Psi}{\partial t} + \nabla(\rho \bar{u}) = 0. \quad (4.28)$$

Una vez satisfecha la condición de continuidad, se actualizan los valores de compresibilidad, fracción de vapor y densidad, a través de las ecuaciones 4.20, 4.24 y 4.22 respectivamente, y se introducen de nuevo en la ecuación de momento, repitiendo el proceso iterativo hasta lograr la convergencia. Una vez alcanzada la convergencia se puede pasar al siguiente instante de cálculo.

Por otra parte, la discretización temporal está caracterizada por el parámetro Δt , que representa el tiempo transcurrido entre instantes sucesivos de cálculo. Así, las ecuaciones descritas anteriormente se resuelven cada Δt segundos, partiendo del instante inicial, 0, hasta completar el tiempo de ejecución establecido por el usuario. Este parámetro, de gran importancia en la estabilidad del cálculo y en la precisión de los resultados, es recalculado en cada instante y está limitado por el número de Courant (Co) y por el número acústico de Courant ($Co_{acustico}$):

$$Co = \max \left(\frac{|\bar{u}|}{\Delta x} \right) \Delta t \quad (4.29)$$

$$Co_{acustico} = \max \left(\frac{1}{\sqrt{\psi} \Delta x} \right) \Delta t \quad (4.30)$$

donde Δx representa la longitud de dicha celda en la dirección del flujo.

El significado del número de Courant puede asemejarse a la fracción de celda que avanza el fluido entre instantes de tiempo consecutivos, siendo siempre su valor inferior a la unidad para asegurarnos el cálculo de las propiedades del fluido de manera continua sin correr el riesgo de perder información valiosa. Sin embargo, valores excesivamente pequeños pueden provocar problemas de estabilidad en el cálculo y un aumento importante del coste computacional. Respecto al número acústico de Courant, éste tiene un significado similar al anterior, pero considerando la velocidad del sonido en el seno del fluido, evaluada a través de su compresibilidad.

Como puede verse en la ecuación 4.29, el número de Courant depende del mallado de la geometría y de las condiciones de inyección a través de la velocidad del fluido. Por ello, es necesario prestar especial atención a la definición de este parámetro para mantener un Δt adecuado si variamos las condiciones de presión simuladas o si empleamos un mallado donde el tamaño de celda sea claramente diferente (por ejemplo entre simulaciones RANS y LES).

4.4. Modelado de la turbulencia

A pesar de que la mayoría de los fluidos presentes en la naturaleza son claramente turbulentos, resulta complicado dar una definición exacta de la turbulencia, describiéndose en muchos casos como un estado de inestabilidad continua del fluido.

Su origen se basa en la existencia de gradientes de velocidad en el flujo, que aportan la energía suficiente para transformar las pequeñas perturbaciones iniciales en remolinos de gran escala. Sin embargo, este proceso únicamente es posible para altos números de Reynolds, donde la influencia de las fuerzas de inercia supera con creces los efectos de la viscosidad molecular, resultando imposible la amortiguación de las pequeñas perturbaciones iniciales generadas en el fluido.

Una de las propiedades más relevantes asociadas a los flujos turbulentos, además del aumento de la difusividad y disipación de energía [7], es su naturaleza tridimensional y transitoria, con fluctuaciones de velocidad cuya máxima variación es aproximadamente un 10-20% de la velocidad media [8].

Si bien es cierto que se pueden encontrar algunas contradicciones en la literatura acerca de la conveniencia de modelar la turbulencia para el estudio del flujo interno en condiciones cavitantes, son muchos los trabajos experimentales y computaciones llevados a cabo sobre toberas que han demostrado que la turbulencia juega un papel crucial en el desarrollo del flujo [9-11]. La introducción de sus efectos en los modelos de CFD puede llevarse a cabo principalmente a través de tres métodos, en función de la precisión deseada y de los recursos computacionales disponibles (ver Figura 4.2):

- Direct Numerical Simulation (DNS)

Se trata del método más preciso y conceptualmente más sencillo, puesto que resuelve directamente las ecuaciones de Navier-Stokes sin ningún tipo de aproximación o modelado [12]. Sin embargo, el hecho de calcular

todas las estructuras turbulentas del flujo implica la utilización de una malla extremadamente fina, cuyo coste computacional resulta prácticamente inviable para la gran mayoría de aplicaciones en ingeniería.

- Large Eddy Simulation (LES)

Teniendo en cuenta el elevado coste computacional de los métodos DNS, una de las alternativas para el modelado de la turbulencia es la utilización de técnicas LES [13-15]. Esta técnica, empleada en las simulaciones cuyos resultados se presentan en el capítulo 6 de la presente Tesis, se basa en la resolución de los remolinos de mayor tamaño (y que contienen mayor energía), mientras que las escalas más pequeñas son modeladas. Por lo tanto, en los métodos LES las escalas disipativas del movimiento no se resuelven completamente, sino que se emplea un modelo conocido como "subgrid-scale stress model" que permite la disipación de la energía de los grandes remolinos y simula el paso de energía hacia los remolinos más pequeños [13]. Uno de los modelos más conocidos y más adecuados para la simulación del flujo interno en canales es el modelo de Smagorinsky [16]. Este modelo, utilizado para el modelado de la turbulencia en el capítulo 6, asume que la viscosidad turbulenta es proporcional al tamaño de celda escogido en la malla.

Sin embargo, es importante tener en cuenta la influencia de las paredes sobre el comportamiento de los remolinos. El comportamiento de las escalas más pequeñas está fuertemente influenciado por la presencia de las paredes. Estas pueden alterar el mecanismo de intercambio de energía entre las escalas más grandes y las más pequeñas, e inhibir el crecimiento de los remolinos. No obstante, no solo las escalas más pequeñas se ven influenciadas por la existencia de paredes. Así, el tamaño característico de las escalas más grandes del flujo viene marcado por el valor del número de Reynolds cerca de la pared [13]. Por ello, para tener en cuenta estas diferencias de comportamiento de los remolinos debido a las paredes, se ha utilizado a lo largo de la presente Tesis el modelo de van Driest, que modifica el modelo de Smagorinsky en las cercanías de las paredes ($y^+ < 40$).

- Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS)

Los modelos RANS se basan en el promediado de las ecuaciones de Navier-Stokes, descomponiendo las variables del fluido en una componente media y alternante. Este proceso da lugar a un sistema de ecuaciones que requiere para su resolución la utilización de sencillos modelos que permiten obtener una primera aproximación al comportamiento real del flujo.

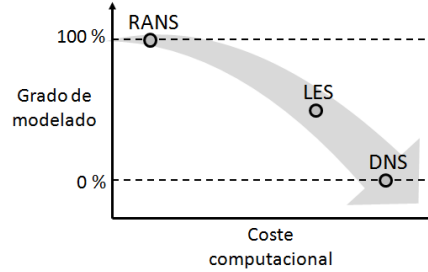


Figura 4.2: Grado de aproximación vs Coste computacional de los métodos de turbulencia existentes.

Dentro de los métodos RANS existen diferentes modelos, cuya elección depende de las particularidades del problema a estudiar. Uno de los modelos más utilizados en ingeniería es el modelo $k-\varepsilon$ o de generación y destrucción de energía cinética turbulenta, que pertenece a los llamados modelos de dos ecuaciones, puesto que resuelven ecuaciones de transporte adicionales para dos variables turbulentas.

Sin embargo, desde su desarrollo en 1972, el modelo ha dado lugar a distintas variantes (realizable, RNG, etc.), desarrolladas con el fin de adaptarse mejor a las características específicas de los diferentes problemas existentes en el campo de la dinámica de fluidos.

Para nuestro caso en particular, dominado por fuertes gradientes de presión y velocidad, se ha optado por un modelo RNG $k-\varepsilon$, desarrollado por Yakhot et al. [17], que, basado en la hipótesis de Boussinesq [18], resuelve una ecuación de transporte adicional para la energía cinética turbulenta (k) y otra ecuación de transporte para la velocidad de disipación de energía turbulenta (ε):

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \nabla(\rho k \bar{u}) = \nabla \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \nabla k \right) + P_k - \rho \varepsilon \quad (4.31)$$

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \nabla(\rho \varepsilon \bar{u}) = \nabla \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \nabla \varepsilon \right) + C_{1\varepsilon}^* \frac{\varepsilon}{k} P_k - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (4.32)$$

siendo la viscosidad turbulenta:

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (4.33)$$

donde $C_\mu = 0.0845$, $C_{1\varepsilon}^* = 1.42$, $C_{2\varepsilon} = 1.68$ y $\sigma_k = \sigma_\varepsilon = 0.72$.

Como muestra de la influencia del modelo de turbulencia en los resultados proporcionados por el código, la Figura 4.3 recoge los campos de cavitación en el plano medio de una tobera monorificio para los modelos $k\omega$, RNG $k-\varepsilon$, $rk-\varepsilon$ y $k-\varepsilon$. Para las condiciones de presión simuladas, $P_i = 30$ MPa - $P_b = 6$ MPa, la longitud de la cavitación difiere notablemente en función del modelo de turbulencia escogido. Así, el modelo que predice una menor cantidad de vapor en la tobera es el modelo $k-\varepsilon$, en el que la cavitación ocupa aproximadamente un cuarto de la longitud total del orificio. La extensión de la cavitación es mayor para el resto de modelos, siendo máxima para el modelo $k\omega$, donde alcanza la mitad del orificio.

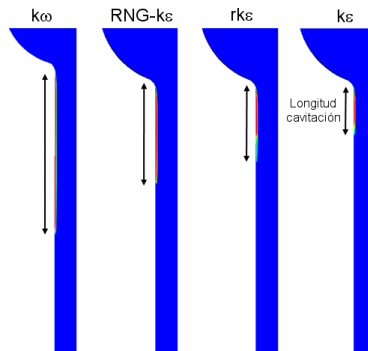


Figura 4.3: Apariencia de la cavitación en el plano medio de la tobera aplicando distintos modelos de turbulencia RANS.

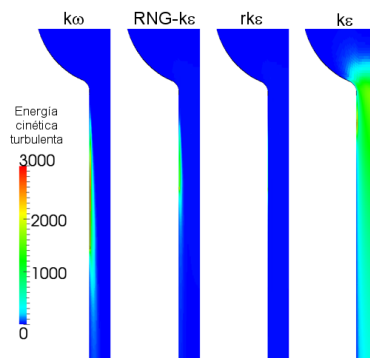


Figura 4.4: Energía cinética turbulenta en el plano medio de la tobera aplicando distintos modelos de turbulencia RANS.

Al no disponer de resultados de visualización de la tobera, a priori cualquiera de los modelos evaluados podría ser válido. Sin embargo, analizando la energía cinética turbulenta en el mismo plano en el que se ha representado la cavitación, se pueden obtener conclusiones interesantes que van a permitir descartar alguno de ellos. Tal y como se puede observar en la Figura 4.4, los casos ejecutados con un modelo $rk-\varepsilon$ o $k-\varepsilon$ presentan un campo de energía cinética turbulento incoherente con el desarrollo de la cavitación. En el primer caso, los niveles de turbulencia desarrollados son nulos, mientras que en el segundo caso, se encuentran niveles de turbulencia significativos en toda la tobera, incluso aguas arriba del propio orificio. En cambio, las ejecuciones realizadas con un modelo $k\omega$ y RNG $k-\varepsilon$ presentan un campo de turbulencia más coherente con el desarrollo del flujo, mostrando sus mayores niveles de turbulencia en la zona ocupada por el vapor. Por tanto, atendiendo a este criterio, los modelos $k\omega$ y RNG $k-\varepsilon$ son los únicos modelos válidos para la simulación del flujo interno en toberas de inyección.

A raíz de estos resultados y basándose en los estudios previos llevados a cabo por Bracho [19] y Salvador [20] en toberas de inyección, se ha optado por el empleo de un modelo RNG $k-\varepsilon$. Su reducido coste computacional junto con la fiabilidad demostrada en la validación del código incluida en el apartado 4.7 del presente capítulo, ha sido fundamental para su posterior utilización en los estudios que recogen los capítulos 5 y 6.

4.5. Importancia de los esquemas numéricos

A la hora de resolver un problema de dinámica de fluidos como el que nos ocupa, el proceso de discretización de la geometría y de las ecuaciones diferenciales que lo gobiernan [21, 22] resulta clave para alcanzar unos resultados satisfactorios.

La discretización del dominio a estudiar permite dividir el mismo en un número finito de regiones, llamadas celdas o volúmenes de control, para los cuales se calcula la solución del sistema de ecuaciones que define el problema. Sin embargo, este sistema de ecuaciones diferenciales debe ser transformado en un sistema de ecuaciones algebraicas que faciliten su resolución.

OpenFOAM a diferencia de otros códigos comerciales, permite la discretización de sus ecuaciones término a término, de manera que es posible elegir para cada término de cada una de las ecuaciones el esquema numérico más

apropiado. Gracias a ello, durante la puesta a punto del código se ha realizado un exhaustivo estudio que ha permitido obtener la configuración más adecuada atendiendo a diversos criterios como convergencia, precisión de los resultados o coste computacional. De dicho estudio, realizado sobre toberas monorificio reales, se desprende las siguientes configuraciones para el código de cavitación en su versión RANS y LES (Tabla 4.1):

Término	RANS	LES
Divergencia	Gauss upwind	Gauss lineal
Gradiente	Gauss lineal	Gauss lineal
Laplaciano	Gauss lineal	Gauss lineal
Interpolación	Lineal	Lineal
Temporal	Euler	Backward

Tabla 4.1: Esquemas numéricos empleados en la versión RANS y LES.

Uno de los términos más críticos desde el punto de vista del cálculo son los términos de divergencia, puesto que en toberas de inyección Diesel el fluido sufre grandes cambios de densidad y velocidad. De hecho, como puede verse en la Figura 4.5, donde queda representado el gasto másico a la salida de la tobera en función del tiempo simulado, la respuesta del código es muy diferente según el esquema utilizado.

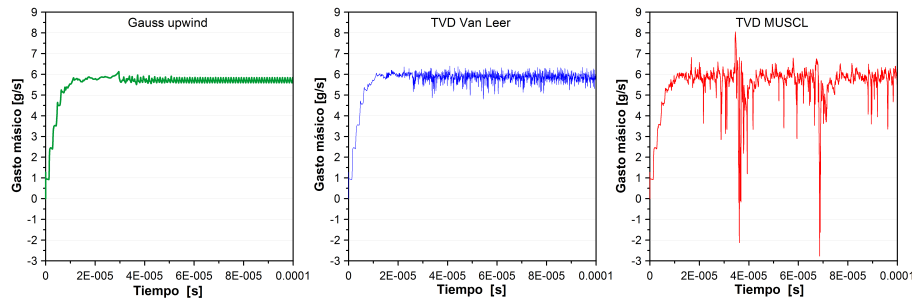


Figura 4.5: Evolución del gasto másico empleando distintos esquemas de cálculo para términos de divergencia (versión RANS).

Si bien la elección de un esquema de primer orden "Gauss upwind" (donde el valor de la variable en un nodo determinado es función únicamente de los valores de dicha variable en el nodo situado justo aguas arriba) ofrece una solución estable, los otros dos métodos presentan importantes oscilaciones,

llegando incluso en el caso del esquema "TVD MUSCL" a alcanzar valores negativos.

Por lo tanto, y a pesar de las consideraciones de algunos autores como Peng Kärrholm et al. [23], que aconsejaban el empleo un esquema MUSCL en la validación del código en geometrías sencillas a baja presión, se ha comprobado que el empleo de este esquema sobre toberas de inyección en condiciones reales de funcionamiento de un motor Diesel no es adecuado.

Otro de los casos más llamativos acerca de la influencia que tiene la correcta elección de los esquemas numéricos se encuentra en la interpolación de los valores de las variables entre los centros de las celdas (en donde se calcula la solución del sistema de ecuaciones) y las caras de las mismas. Al igual que ocurría con los términos de divergencia, analizando variables como el gasto másico es posible observar como la convergencia de la solución depende en gran medida del esquema numérico empleado. Sin embargo, todas estas diferencias también se reflejan en otros parámetros como la distribución de vapor a lo largo del orificio o el coste computacional. Como ejemplo de ello, la Figura 4.6 muestra la distribución de vapor en el plano medio de la tobera para dos simulaciones RANS exactamente iguales, en las que únicamente se ha variado el esquema de interpolación.

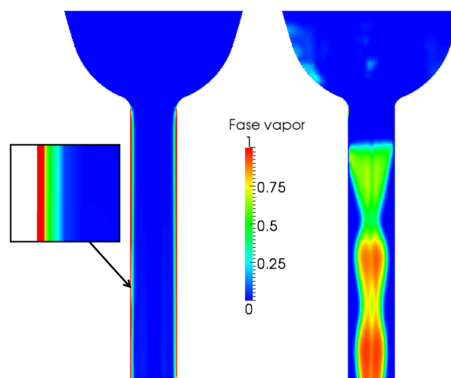


Figura 4.6: Fase vapor en el plano medio de una tobera monorificio para dos esquemas de interpolación distinto: lineal (izquierda) y upwind (derecha).

La imagen de la izquierda, correspondiente al esquema "Gauss lineal" elegido como óptimo, ofrece una apariencia de cavitación similar a las observadas en otras investigaciones experimentales llevadas a cabo sobre toberas monorificio [24], encontrándose vapor desde el radio de acuerdo de entrada del propio orificio y desarrollándose a lo largo de la pared del mismo hacia la sección de salida. Por el contrario, el empleo de esquemas como "Gauss upwind"

para la interpolación entre los centros de las celdas y sus caras ofrece no solo grandes inestabilidades en términos de convergencia, sino también un aspecto de la cavitación totalmente irreal e incoherente.

Otro de los parámetros importantes tenidos en cuenta a la hora de elegir la configuración óptima es sin duda el coste computacional asociado a cada esquema numérico empleado. Como ejemplo de ello y tomando como referencia la configuración RANS indicada en la tabla 4.1, el empleo de un esquema "Gauss upwind" para la interpolación supone un aumento del coste computacional cercano al 57%, justificando más si cabe el estudio realizado de los esquemas a emplear en el cálculo de toberas de inyección Diesel.

4.6. Condiciones de contorno

Tal y como se recoge en el apartado 4.1, para llevar a cabo la resolución del sistema de ecuaciones que gobierna el comportamiento del fluido, la geometría es dividida en un conjunto de celdas, para cada una de las cuales se calcula la solución del sistema de ecuaciones. Sin embargo, para su correcta resolución es necesaria la definición de condiciones de contorno que definan el valor de las variables en determinadas celdas o zonas de la geometría a estudiar.

Una de las condiciones más importantes en el cálculo de toberas de inyección es la imposición de una determinada presión aguas arriba del asiento de la aguja, y que se conoce como presión de inyección (P_i), siendo ésta igual a la presión de raíl menos la caída de presión debida a la línea entre el raíl y el inyector, y las pérdidas localizadas en el portainyector.

Igualmente, en la sección de salida del orificio, a través de la cual el fluido accedería a la cámara de combustión, se define una nueva condición de presión (P_b) que corresponde con la presión registrada en la cámara de descarga, fácilmente medible y controlable desde el punto de vista experimental.

A pesar de tratarse de una condición de presión, a diferencia de la utilizada para la presión de inyección, la condición que se empleará en la sección de salida en la presente Tesis no establece un valor fijo, sino un valor medio, permitiendo zonas con presiones muy pequeñas debido a la existencia de burbujas de vapor en el fluido que alcanzan la salida. A modo de ejemplo, la Figura 4.7 muestra la fase vapor en la sección de salida para dos simulaciones similares empleando una condición de presión fija y una condición de presión media, siendo evidente la influencia que tiene para el desarrollo de las estructuras de vapor la elección de una condición de contorno adecuada. De hecho, tal y como puede apreciarse, el uso de una condición de presión fija por encima de

la presión de saturación del combustible impide la llegada de vapor puro a la sección de salida.

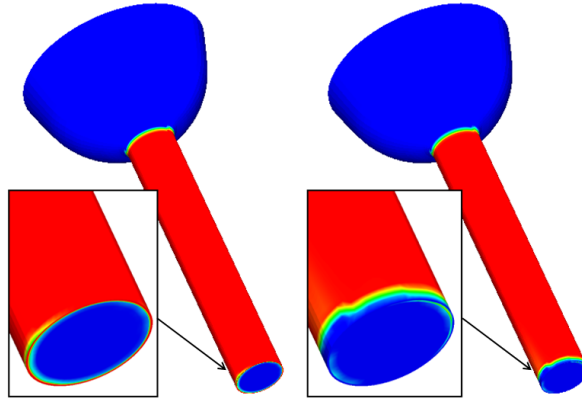


Figura 4.7: Comparación de la fase vapor en la sección de salida empleando una condición de presión media (izquierda) y constante (derecha).

Además de definir las condiciones para la entrada y salida de combustible, también será necesario determinar otras condiciones de contorno, entre las que cabe destacar la condición de no deslizamiento en la pared del orificio, que impone una velocidad nula en la pared, y el empleo de planos de simetría en aquellos casos en los que se modelará únicamente un sector de la tobera, como ocurre en toberas multiorificio.

4.7. Validación del modelo

Como paso previo al estudio de la influencia del levantamiento de aguja en toberas de inyección Diesel, se ha llevado a cabo una amplia validación del código descrito anteriormente, evaluando la precisión y fiabilidad del modelo para predecir el comportamiento del flujo en orificios calibrados y toberas Diesel monorificio y multiorificio.

Dicha validación se ha realizado comparando los resultados proporcionados por el código con resultados experimentales externos y resultados experimentales obtenidos a través de las maquetas descritas en el capítulo 3, permitiendo así la comparación de una extensa cantidad de variables o parámetros como el gasto másico, la evolución de la presión o la aparición de la cavitación. Resaltar que, para los casos estudiados sobre toberas monorificio y multiorificio, la validación del código se ha llevado a cabo atendiendo no sólo a

parámetros como el gasto másico o el coeficiente de descarga, considerados en la mayor parte de los trabajos publicados, sino que en dicha validación también se ha tenido en cuenta la capacidad del modelo para predecir un nuevo parámetro, el flujo de cantidad de movimiento. Este parámetro además de ser uno de los importantes en el proceso de mezcla entre el aire y el combustible, proporciona en combinación con el gasto másico la velocidad efectiva del combustible a la salida de la tobera.

De manera adicional, se han incluido diversos estudios que permiten profundizar en algunos de los principales efectos provocados por el fenómeno de la cavitación, como son el colapso de gasto másico, el aumento de velocidad o el incremento de turbulencia.

4.7.1. Orificio calibrado

Para llevar a cabo la primera validación del modelo se han empleado los resultados publicados por Winklhofer et al. [25] en el artículo "Comprehensive hydraulic and flow field documentation in model throttle experiments under cavitation conditions", donde se estudia de manera experimental el comportamiento del flujo en un orificio de sección rectangular taladrado en una placa metálica. A ambos lados de esta placa se han colocado dos ventanas de zafiro para la visualización del flujo que circula a través del orificio.

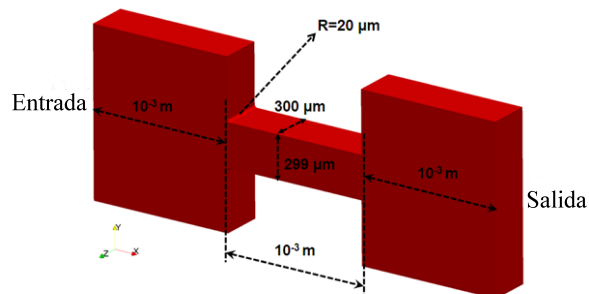


Figura 4.8: Orificio calibrado empleado en la validación inicial del código.

La geometría estudiada (ver Figura 5.5) se corresponde con un canal rectangular de $100 \mu m$ de longitud, $299 \mu m$ de altura y $300 \mu m$ de profundidad, con un radio de acuerdo de entrada de $20 \mu m$. Sin embargo, aprovechando la simetría del orificio, únicamente se ha simulado una cuarta parte de la geometría, permitiendo así reducir el coste computacional.

Como paso previo a la simulación y comparación con los resultados experimentales disponibles en el artículo, se ha realizado un estudio de sensibilidad

de malla, con el que se ha conseguido determinar el tamaño de celda adecuado, que en este caso se sitúa en $6 \mu\text{m}$ en la parte central del orificio, refinando hasta un tamaño de celda de $2 \mu\text{m}$ en la pared del mismo, puesto que es en esta zona donde se espera que aparezca la cavitación, y por lo tanto donde habrán mayores gradientes de presión, densidad y viscosidad. A partir de estos tamaños de celda, se obtuvo una malla de 121820 celdas hexaédricas, cuyo valor de skewness máximo se encuentra en torno a 1.00228.

Una vez conseguida la geometría a simular, se ajustaron las condiciones de presión de entrada y salida del orificio a 10 MPa y 2.565 MPa respectivamente para reproducir las condiciones críticas de cavitación de la geometría conocida como J en el trabajo de Winklhofer et al., del cual se pueden obtener datos de gasto másico, velocidad a la salida, evolución de la presión a lo largo del orificio y apariencia de la cavitación.

Respecto al gasto másico o cantidad de combustible inyectado por unidad de tiempo, el código proporciona un valor medio (promediando durante $25 \mu\text{s}$) de 7.76 g/s , mientras que el valor experimental se sitúa en torno a 7.72 g/s , es decir solo un 0.5% menos. Esta desviación es prácticamente despreciable, al igual que ocurre comparando los valores de velocidad a la salida del orificio, puesto que el código predice una velocidad de 104 m/s frente al valor de referencia del artículo que se encuentra en 103.3 m/s , lo que supone un error de un 0.7%.

En cuanto a la validación del campo de presión, la Figura 4.9 muestra los valores de presión experimentales y numéricos correspondientes a línea media del canal, para el tramo comprendido entre la sección de entrada de la geometría donde se ajusta la condición de presión de entrada ($x = -0.001$) y sección de salida del orificio ($x = 0.001$).

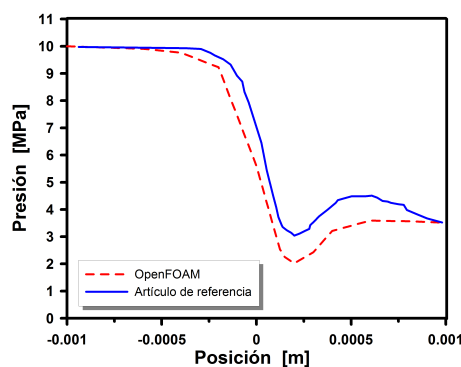


Figura 4.9: Evolución de la presión en el orificio calibrado.

En ambos casos, la presión se sitúa inicialmente en 10 MPa y cae abruptamente a la entrada del orificio debido al cambio de sección. Una vez el flujo supera el primer tramo del orificio, la presión se recupera hasta alcanzar el valor establecido en las condiciones de presión de salida. Como puede observarse, el perfil de presión estimado por el código de cálculo difiere del perfil experimental, si bien el primero resulta más creíble, ya que el fluido no encuentra ningún obstáculo en el tramo comprendido entre $x = 0.0004$ - $x = 0.008$ que pueda justificar la caída de presión que se aprecia en el perfil experimental. Estas diferencias pueden ser justificadas en base a posibles incertidumbres en el proceso de medida por interferometría llevado a cabo por Winklhofer et al. [25]. De hecho, Winklhofer et al. ya establece posibles errores en el proceso de medida debido al calor generado en el fluido por la disipación turbulenta.

Por último, en lo que a la aparición de la cavitación se refiere, la Figura 4.10 recoge la fase vapor promedio obtenida mediante OpenFOAM junto con la desviación típica. Como se puede apreciar, el origen de la cavitación se encuentra en el radio de acuerdo de entrada del orificio, extendiéndose a lo largo de la pared superior e inferior del mismo. Durante aproximadamente la primera mitad del orificio la cavitación se extiende de forma estable, mientras que a partir de la mitad del orificio no solo la fracción de vapor es muy baja, sino que presenta un comportamiento variable con el tiempo, como refleja los altos valores de desviación típica.

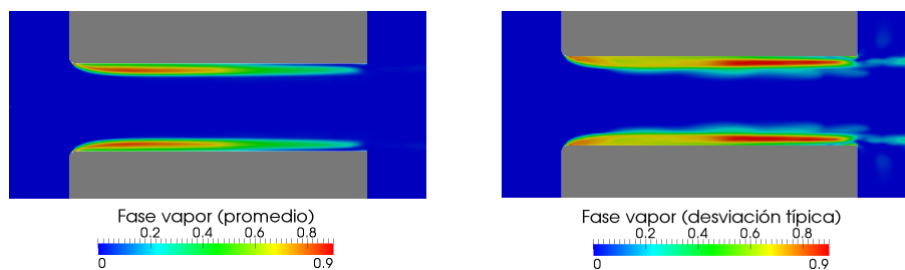


Figura 4.10: Promedio y desviación típica de la fase vapor obtenida mediante OpenFOAM

Comparando estos resultados con la imagen de vapor obtenida experimentalmente por Winklhofer et al. (Figura 4.11) se puede comprobar cómo la cavitación en ambos casos presenta una estructura similar, desarrollándose a partir del radio de entrada por la pared superior e inferior, y presentando una concentración de vapor considerable hasta la mitad del orificio.

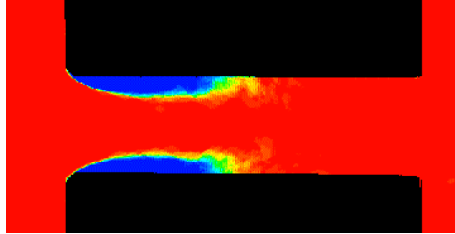


Figura 4.11: Apariencia de la cavitación obtenida experimentalmente por Winklhofer et al. [25]

4.7.2. Tobera monorificio

Una vez el modelo ha sido evaluado en una geometría relativamente sencilla, resulta interesante comprobar la habilidad del modelo para predecir el comportamiento del flujo en el interior de toberas de inyección reales bajo condiciones de presión más severas, utilizando además datos experimentales propios obtenidos a partir de los equipos de medida de tasa y de flujo de cantidad de movimiento.

Un primer paso es la simulación de una tobera monorificio cuyas dimensiones se han obtenido a partir de la extracción de moldes de silicona (técnica explicada en la sección 3.2) y cuyos valores se recogen en la Tabla 4.2. No obstante, al igual que en el caso anterior, aprovechando la simetría de la geometría se ha simulado únicamente un cuarto de toda la tobera (90°), permitiendo así reducir el coste computacional a la cuarta parte, lo que supone un tiempo final de cálculo de aproximadamente 48 horas empleando 8 procesadores en paralelo en un cluster Intel Xeon E5405@2GHz Quadcore 8 Gb RAM.

$D_e [\mu m]$	$D_s [\mu m]$	k	$R_s [\mu m]$	R_s/D_s	L/D_s
163	165	-0,2	8	0,05	6,06

Tabla 4.2: Características geométricas de la tobera monorificio.

Dicha tobera se ha discretizado en aproximadamente 230000 celdas hexaédricas, utilizando una tamaño de celda de $4 \mu m$ en la parte central del orificio y reduciendo hasta $0.8 \mu m$ en las paredes del mismo.

La topología de mallado seguida responde a un mallado estructurado en la dirección principal del flujo y una pequeña zona no estructurada justo en la zona del radio de acuerdo de entrada. El empleo de este tipo de mallado, tal

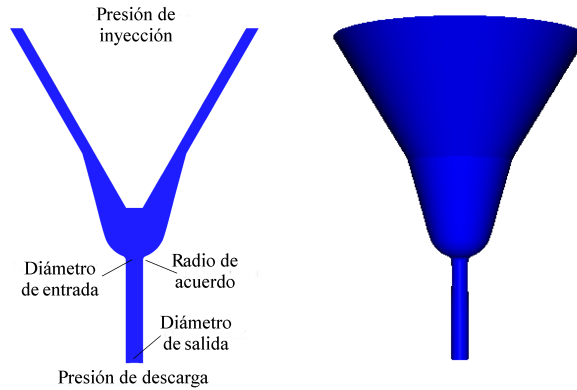


Figura 4.12: Tobera monorificio validada.

y como recoge Salvador [20], permite mejorar la estabilidad y convergencia de la solución, además de capturar mejor los grandes gradientes de presión y densidad existentes en la zona entrada del orificio, ya que siguen la dirección del flujo y generan menos difusión numérica.

Retomando la validación en sí del código (publicada junto con la validación del orificio calibrado en la revista *Mathematical and Computer Modelling* [26]), las condiciones de presión utilizadas en este segundo caso son similares a las condiciones típicas de operación de un motor Diesel, fijando el valor de la presión de descarga que simula la presión de la cámara de combustión a 4 MPa y empleando tres niveles de presión de inyección diferentes: 30, 70 y 100 MPa.

Respecto a las propiedades del fluido simulado, los valores de densidad y viscosidad en fase líquida se corresponden con las propiedades del combustible Repsol CEC RF-06-99 a una temperatura de 23 °C (ver tabla 4.3), similar al ensayo experimentalmente. Sin embargo, debido a las dificultades para obtener las propiedades del combustible en fase vapor, se han escogido los valores obtenidos por Kärholm et al. [23] para un combustible similar.

Como ejemplo de la convergencia de la solución para cada uno de los casos simulados, la Figura 4.13 muestra la evolución del gasto másico y del flujo de cantidad de movimiento en función del tiempo para $P_i = 30$ MPa - $P_b = 4$ MPa. Nótese que tras aproximadamente 25 μ s se alcanza una solución completamente estable, y de valor muy cercano al valor experimental representado con líneas discontinuas. Este valor medio, junto a los valores promedio de gasto másico, flujo de cantidad de movimiento y velocidad efectiva para todas las

	Líquido	Vapor
Densidad [kg/m^3]	830	0.1361
Viscosidad dinámica [kg/ms]	$3,67 \cdot 10^{-3}$	$5,95 \cdot 10^{-6}$
Compresibilidad [s^2/m^2]	$5 \cdot 10^{-7}$	$2,5 \cdot 10^{-6}$

Tabla 4.3: Propiedades del combustible en fase líquido y vapor.

condiciones de presión estudiadas han sido representados en la Figura 4.14, en función de la diferencia de presiones entre la inyección y la descarga.

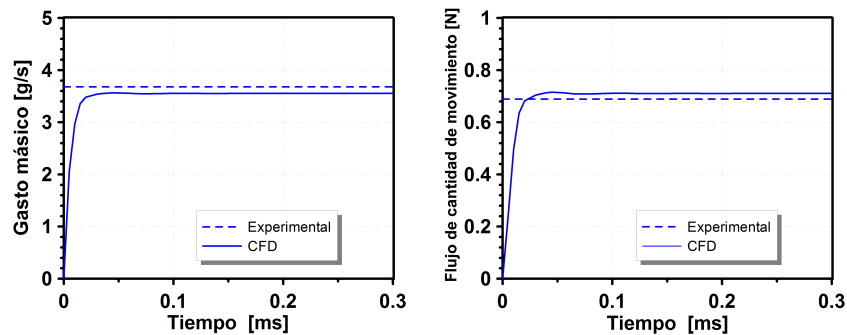


Figura 4.13: Evolución del gasto másico y del flujo de cantidad de movimiento en función de tiempo para el caso $P_i = 30 \text{ MPa} - P_b = 4 \text{ MPa}$.

Como puede observarse, en términos generales el código de cálculo sobrestima ligeramente los valores obtenidos de manera experimental (a través del tasímetro y de la maqueta de flujo de cantidad de movimiento descritos en el capítulo anterior), especialmente a alta presión de inyección donde se encuentran las mayores desviaciones entre ambos tipos de resultados. No obstante, estas diferencias se mantienen siempre muy pequeñas, con una desviación máxima de en torno a 6.8 % para el caso $P_i = 100 \text{ MPa} - P_b = 4 \text{ MPa}$ en términos de flujo de cantidad de movimiento. Precisamente para este caso se ha incluido la distribución de vapor en el plano medio, acompañado de los perfiles de densidad y velocidad axial en la mitad del orificio y en la salida (Figura 4.15). Estos perfiles se han representado en función de la coordenada radial adimensionalizada (dividiendo por el radio), de manera que toma el valor de 0 en el eje del orificio y 1 en la pared del mismo. Como puede verse, la apariencia de la cavitación es similar a la obtenida por Soteriou et al. [27], mostrando una fina capa de vapor adherida a la pared del orificio, cuya variabilidad en el tiempo es prácticamente nula y que se extiende hasta la salida de la tobera.

Este caso, conocido como supercavitación, ha sido también observado para el caso de $P_i = 80$ MPa, aunque la intensidad de la cavitación en la zona cercana a la salida es menor. Por contra, para la simulación de menor presión de inyección, $P_i = 30$ MPa, la caída de presión del fluido a la entrada del orificio resulta insuficiente para provocar la aparición de vapor, por lo que todo el combustible que circula por la tobera se encuentra en fase líquida.

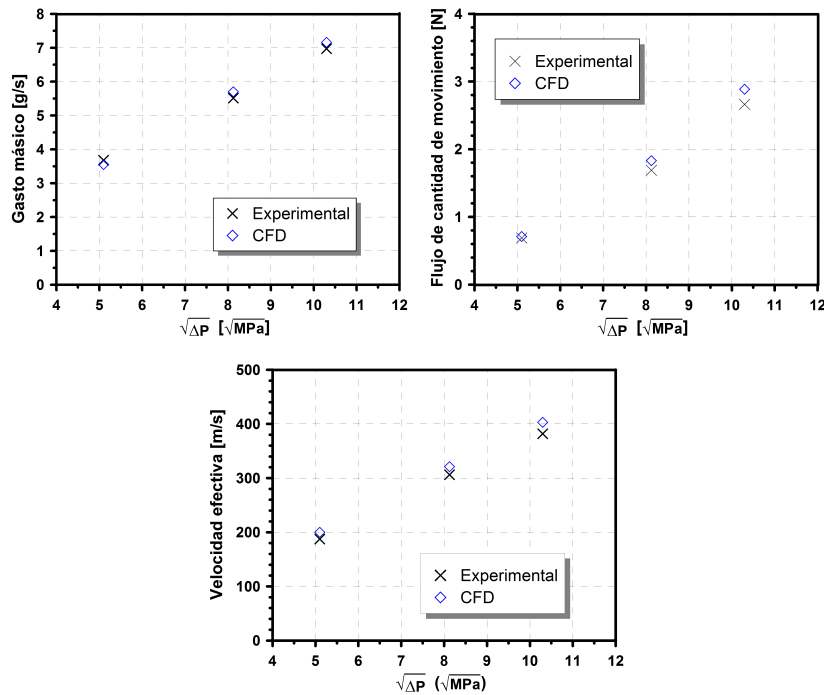


Figura 4.14: Comparación de resultados experimentales y computacionales obtenidos sobre la tobera monorificio.

Tal y como recogemos en el artículo "Numerical simulation and extended validation of two-phase compressible flow in Diesel injector nozzles" [28] publicado en la revista "Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D, Journal of Automobile Engineering", debido a la manifiesta diferencia de propiedades entre la fase de combustible líquido y la fase vapor, la existencia de la cavitación a lo largo de las paredes del orificio provoca una severa reducción de los perfiles radiales de densidad en las cercanías de la pared para cualquier posición axial del orificio (incluyendo la sección de salida de la tobera). Este hecho pone de relieve la importancia de tener en

cuenta los efectos de la cavitación a la hora de modelar el desarrollo del chorro.

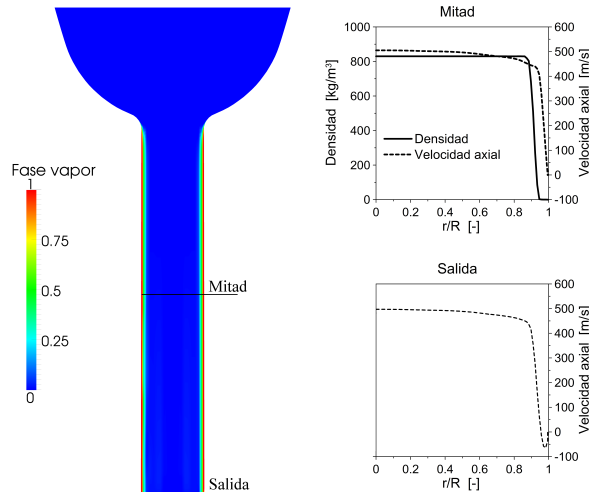


Figura 4.15: Apariencia de la cavitación y perfiles radiales de velocidad y densidad para el caso $P_i = 100 \text{ MPa} - P_b = 4 \text{ MPa}$.

Influencia de la cavitación en los perfiles de velocidad

Uno de los efectos más importantes producidos por la cavitación es sin duda el aumento de la velocidad. Para estudiar con detalle este punto, se han llevado a cabo dos simulaciones con igual diferencia de presiones entre la inyección y la descarga (27 MPa) y por lo tanto con igual velocidad teórica, pero con diferentes valores de presión de inyección y descarga. De esta manera una de las simulaciones cavita a lo largo de todo el orificio ($P_i = 27.1 \text{ MPa} - P_b = 0.1 \text{ MPa}$) y la otra, tal y como puede observarse en la Figura 4.16, no presenta ningún indicio de cavitación ($P_i = 39 \text{ MPa} - P_b = 12 \text{ MPa}$).

Analizando los perfiles de densidad y velocidad axial en la sección de salida del orificio, se puede ver como para el caso cavitante (representando mediante línea continua) para un valor de coordenada radial de aproximadamente 0.7, la densidad sufre un fuerte descenso desde valores propios del combustible en fase líquida (830 kg/m^3) a vapor puro (0.1361 kg/m^3), lo que supone una diferencia de un 99.98 % respecto a los valores de densidad para el caso no cavitante. Al igual que ocurre con la densidad, y pesar de no estar representada en la Figura 4.16, la viscosidad también sufre una fuerte disminución en la zona cercana a la pared pasando de $3.67 \cdot 10^{-3} \text{ kg/ms}$ a $5.95 \cdot 10^{-6} \text{ kg/ms}$.

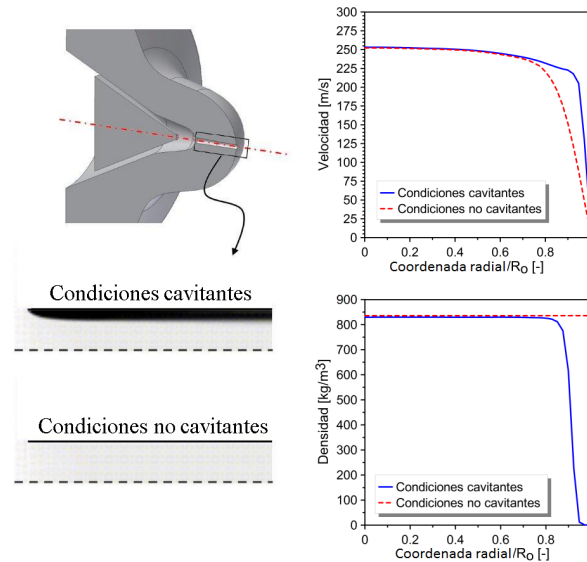


Figura 4.16: Perfiles de velocidad y densidad para condiciones cavitantes y no cavitantes.

Los efectos de esta reducción de viscosidad pueden apreciarse en los perfiles de velocidad representados en el gráfico superior de la Figura 4.16. Debido a la existencia de cavitación en la zona cercana a la pared, los perfiles de velocidad son más cuadrados, dando un valor medio de velocidad efectiva a la salida de 241.19 m/s para el caso cavitante, por los 225.38 m/s obtenidos para el caso donde no existe cambio de fase en el combustible debido a la cavitación. Estos valores, comparados con la velocidad teórica de Bernoulli, dejan un coeficiente de velocidad de 0.94 y 0.88 respectivamente (ecuación 3.18).

Aumento de la turbulencia debido a la cavitación

Otro de los efectos más notables de la cavitación es el aumento de la turbulencia en el interior de los orificios de descarga, que tal y como afirmaron F. Payri et al. [29] y R. Payri et al. [30] provoca un notable incremento del ángulo del chorro.

Para estudiar este incremento de la turbulencia y su relación con la cavitación se ha analizado la evolución de los niveles de energía cinética turbulenta en la sección de salida de la tobera para distintas condiciones de presión. Para ello se ha mantenido fija la presión de inyección (30 MPa) y se ha variado la presión de descarga entre 0.1 MPa y 15 MPa en 16 niveles de presión diferentes.

Como se puede observar en la Figura 4.17, el nivel de turbulencia en la sección de salida se mantiene prácticamente constante para contrapresiones entre 15 y 9 MPa, donde todo el combustible circulante se encuentra en fase líquida. Sin embargo, cuando aparece por primera vez combustible en fase vapor en la zona cercana al radio de acuerdo ($P_b = 8.2$ MPa), los valores de turbulencia se disparan. Dichos valores crecen a medida que disminuye la contrapresión y aumenta la extensión de la cavitación. Una vez la cavitación llega a la salida del orificio ($P_b = 3$ MPa), de nuevo se establece un nivel constante de turbulencia.

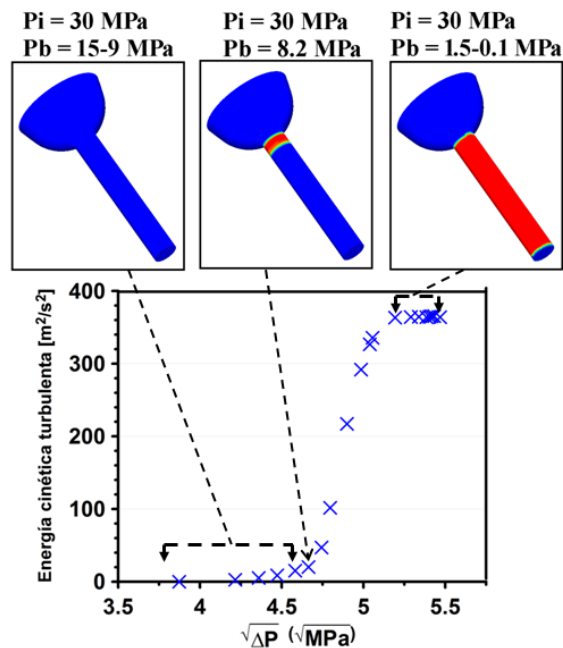


Figura 4.17: Energía cinética turbulenta en la sección de salida.

Estos resultados concuerdan perfectamente con los resultados experimentales obtenidos por R. Payri et al. [30], quienes observaron que el ángulo del chorro en toberas monorificio experimenta un aumento considerable con la aparición de la cavitación, permaneciendo prácticamente constante tal y como se ha visto en la Figura 4.17, en condiciones no cavitantes y en condiciones de supercavitación.

4.7.3. Tobera multiorificio

Siguiendo con la validación del código descrita en el apartado 4.3, y una vez comprobada la validez del mismo sobre orificios calibrados y toberas monorificio, sólo queda analizar su habilidad para predecir el comportamiento del flujo en toberas de inyección multiorificio, cuya geometría cambia por completo el desarrollo de la cavitación visto hasta ahora.

Para ello, se ha realizado un estudio sobre una tobera real microsaco de seis orificios cuyas características geométricas fueron obtenidas, al igual que en el caso anterior, mediante la metodología descrita por Macián et al. [31]. Gracias al empleo de moldes de silicona es posible determinar exactamente las dimensiones de cada uno de los orificios (ver Tabla 4.4), cuyo diámetro de salida es de $170 \mu\text{m}$, presentando un valor de conicidad nulo, hecho que favorece la aparición de la cavitación [29, 32]. Precisamente, este parámetro junto con el radio de acuerdo a la entrada del orificio pueden considerarse como los parámetros geométricos más influyentes en el desarrollo de la cavitación [32].

$D_e [\mu\text{m}]$	$D_s [\mu\text{m}]$	k	$R_s [\mu\text{m}]$	R_s/D_s	L/D_s
170	170	0	13	0,07	5,88

Tabla 4.4: Características geométricas de la tobera multiorificio.

Esta tobera, montada sobre un inyector solenoide Bosch de segunda generación, ha sido caracterizada hidráulicamente mediante las maquetas descritas en el capítulo 3, obteniendo así la tasa de inyección, el flujo de cantidad de movimiento y la velocidad efectiva del combustible a la salida de la tobera. Estos ensayos, realizados con un tiempo de excitación del inyector de 4 ms para conseguir condiciones de flujo completamente estables a levantamiento máximo de aguja, se han llevado a cabo a tres niveles de presión de inyección (30, 80 y 160 MPa). Para cada una de estas presiones se han ensayado cuatro valores de contrapresión (3, 5, 7 y 9 MPa), obteniendo diferentes intensidades de cavitación.

Respecto a la parte computacional del estudio, tal y como puede verse en la Figura 4.18, el dominio de cálculo se ha reducido a un solo orificio, modelando la geometría para su levantamiento máximo de aguja ($250 \mu\text{m}$) [33]. Dicha geometría ha sido mallada con una estructura similar al caso validado anteriormente, con un tamaño de celda en el orificio que varía desde $4 \mu\text{m}$ en el núcleo del orificio hasta $0.8 \mu\text{m}$ en la pared. Obviamente, este tamaño de celdas, que proporciona una malla de casi 400000 celdas, ha sido escogido

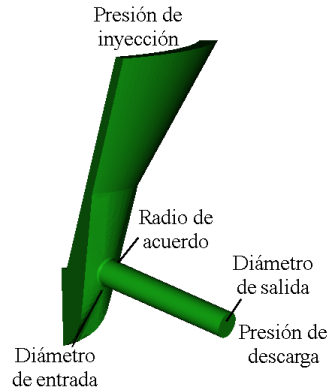


Figura 4.18: Sector correspondiente a un orificio de la tobera multiorificio validada.

tras un estudio previo de sensibilidad de malla, teniendo en cuenta también las recomendaciones de otros autores para un mallado adecuado en geometrías similares [32].

Una vez mallada, la geometría ha sido simulada bajo las mismas condiciones de presión de inyección y contrapresión que se ha empleado en el estudio experimental, si bien para el caso de $P_i = 30$ MPa, además de estudiar el comportamiento para los cuatro niveles de contrapresión predeterminados, se ha simulado también para 1 y 0.1 MPa. Para cada una de las simulaciones se han calculado $375 \mu s$ (tiempo suficientemente grande para conseguir una solución estable), vigilando que los residuales para todas las ecuaciones del modelo sean menores de 10^{-7} . Este tiempo de cálculo supone para cada simulación un coste computacional de 6 días empleando 4 procesadores en un cluster Intel Xeon E5405@2GHz Quadcore 8 Gb RAM.

Estudio del colapso de flujo másico

En la Figura 4.19 se recogen los resultados experimentales y computacionales de gasto másico para los tres niveles de presión de inyección estudiados. Atendiendo a los valores experimentales para $P_i = 30$ MPa, se puede observar que el gasto másico aumenta proporcionalmente con la raíz de la diferencia de presiones entre la inyección y la descarga, hasta alcanzar un punto a partir del cual se estabiliza. A partir de este punto, cuyas condiciones de presión se conocen como condiciones críticas de cavitación, el gasto másico queda colapsado, permaneciendo invariable aunque disminuya la contrapresión. Precisamente, gracias a este comportamiento, la detección del inicio del colapso de flujo másico es una de las técnicas más empleadas para detectar la cavitación

en toberas de inyección debido a su carácter no intrusivo y a las dificultades para obtener información sobre el flujo interno [3, 27, 29, 34, 35].

Para las presiones de inyección de 80 y 160 MPa, el gasto másico permanece siempre colapsado, mostrando un valor constante para las cuatro presiones de descarga ensayadas. En este caso, debido a las limitaciones experimentales ha sido imposible el uso de contrapresiones más altas que permitieran detectar las condiciones críticas de cavitación o caracterizar la tobera en condiciones no cavitantes.

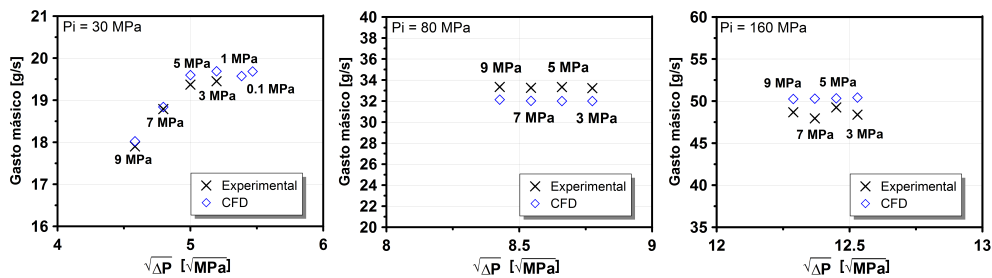


Figura 4.19: Comparación de gasto másico experimental y computacional.

Ambos comportamientos, no solo concuerdan con la tendencia mostrada por los resultados computacionales, sino que también muestran un alto grado de precisión por parte del modelo para predecir la cantidad de combustible inyectada por la tobera para unas determinadas condiciones de presión. De hecho, para el caso a baja presión de inyección la transición entre condiciones no cavitantes y cavitantes ha sido capturada con diferencias menores del 1 %, mientras que para el caso de 80 MPa de presión de inyección la desviación entre los valores experimentales y computaciones se sitúa en torno al 4 %.

Respecto a la apariencia de la cavitación, representada en la Figura 4.20, los campos promedio en el plano medio de la tobera para una presión de inyección de 30 MPa demuestran como la intensidad de la cavitación aumenta con la disminución de la presión en la cámara de combustión. Para contrapresiones de 9, 7 y 5 MPa las imágenes se corresponden con un estado de cavitación incipiente, como indica la presencia de vapor únicamente en el radio de acuerdo de entrada. Una de las conclusiones más importantes que se pueden extraer a partir de estas imágenes es el hecho de que a pesar de que el colapso de flujo másico no aparece hasta contrapresiones inferiores a 5 MPa, existe cavitación desde una presión de descarga de 9 MPa. Este hecho implica que, a pesar de que las condiciones críticas de cavitación están cercanas a la

iniciación de la cavitación, de forma rigurosa no puede considerarse como el punto o las condiciones para las cuales se inicia la cavitación.

Estos resultados, publicados en la revista "Computer and Fluids" [36], concuerdan perfectamente con los resultados experimentales obtenidos por R. Payri et al., Winkhofer et al. y Mishra et al. [25, 37, 38], quienes visualizaron burbujas saliendo del orificio para una diferencia de presión menor a las condiciones críticas de cavitación.

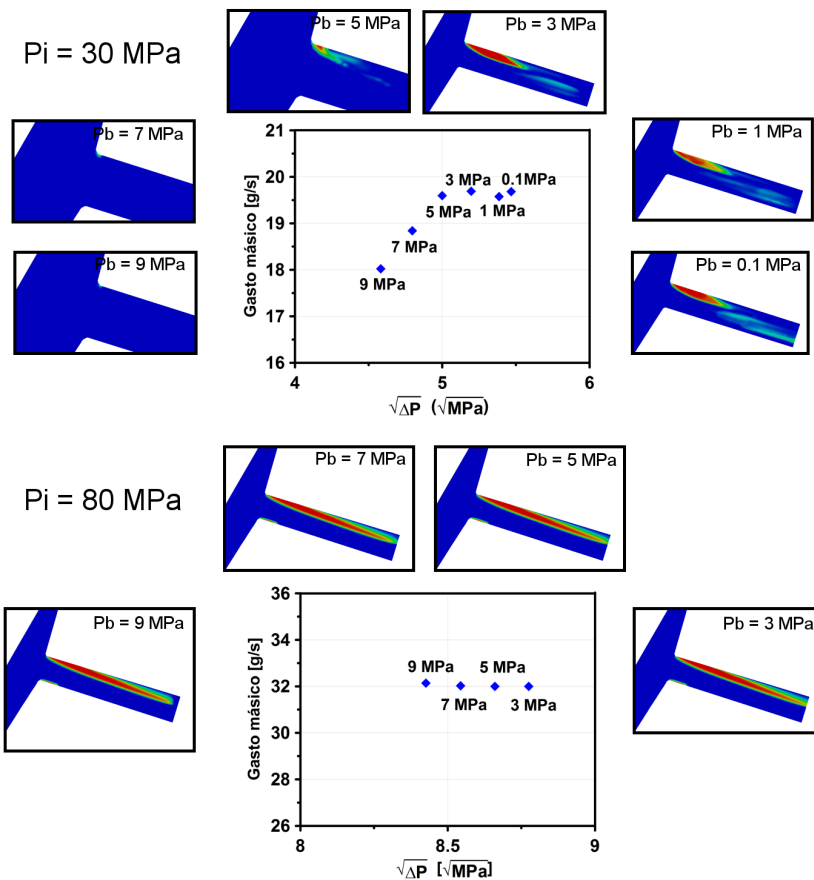


Figura 4.20: Aspecto de la cavitación para los casos de $P_i = 30$ MPa y $P_i = 80$ MPa.

Las diferencias observadas en la fase vapor para $P_i = 30$ MPa no pueden verse sin embargo para el caso de $P_i = 80$ MPa, ya que todas las condiciones simuladas se encuentran lejos de las condiciones críticas de cavitación. Para

estas cuatro condiciones de presión, en las que el gasto másico se encuentra colapsado, la fase de vapor se encuentra en la parte superior del orificio extendiéndose desde el radio de acuerdo de entrada hasta la sección de salida. Esta misma situación se produce para las cuatro condiciones presión simuladas a 160 MPa.

Para explicar las razones del colapso de gasto másico para los tres niveles de presión, se ha recurrido al análisis de la presión estática en la sección de entrada del orificio. La Figura 4.21 recoge los resultados de presión media en función de la diferencia de presiones, tanto para $P_i = 30$ MPa (izquierda) como para $P_i = 80$ MPa (derecha). Comparando esta figura con la Figura 4.20, se puede establecer fácilmente una primera conclusión: observando la evolución de gasto másico para $P_i = 30$ MPa, para contrapresiones donde el gasto másico no está colapsado (9, 7 y 5 MPa) la presión en la garganta de la tobera disminuye. Sin embargo, para contrapresiones menores de 5 MPa, para las cuales la cantidad de combustible inyectada permanece invariable, la presión a la entrada del orificio se mantiene constante en un valor de 8.5 MPa. Este valor se sitúa en torno a los 24 MPa para el caso de $P_i = 80$ MPa, donde debido a que los cuatro puntos se encuentran en zona de colapso, la presión no varía.

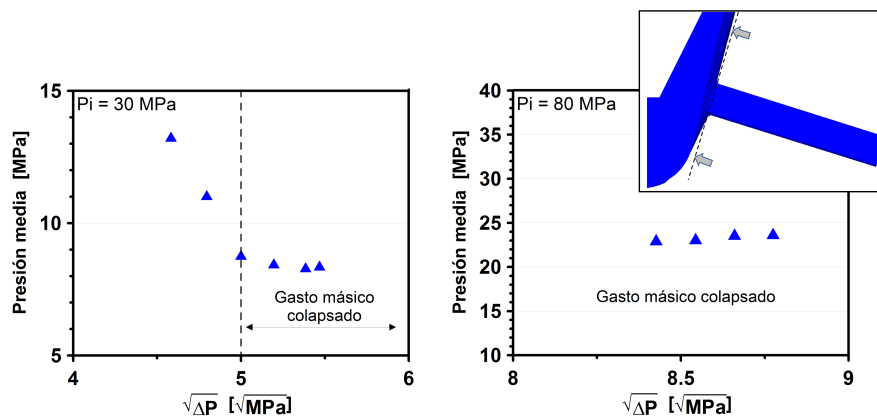


Figura 4.21: Presión media en la sección de entrada del orificio.

Por tanto, y a la vista de los resultados obtenidos puede concluirse que la razón del colapso de gasto másico es el establecimiento de una presión constante en la garganta de la tobera. En dicha sección existe una pequeña zona cercana al radio de acuerdo que, al estar ocupada por vapor tendrá un valor de presión por debajo de la presión de saturación. No obstante, este valor queda compensado por la presión del fluido en estado líquido que circula por

el resto de sección disponible en la garganta. Así, en condiciones de colapso, el gasto másico está controlado por la diferencia de presiones entre la entrada de la tobera y la entrada del orificio o garganta, donde se inicia la cavitación, y no por la diferencia de presiones entre la entrada de la tobera y la presión en la cámara de combustión.

Evolución del flujo de cantidad movimiento, velocidad efectiva y coeficientes adimensionales de flujo

De manera análoga a los resultados de gasto másico, los valores promedio de flujo de cantidad de movimiento y velocidad efectiva en la salida del orificio han sido representados en función de la raíz cuadrada de la diferencia de presiones, pudiendo así comparar los resultados obtenidos por el código con aquellos obtenidos mediante ensayos experimentales.

Como muestran las tres gráficas de la parte superior de la Figura 5.17, donde quedan representados los resultados de flujo de cantidad de movimiento para las tres presiones de inyección, este parámetro aumenta con la diferencia de presiones, sin presentar colapso alguno como ocurre con el gasto másico [34]. En este caso, el grado de precisión del modelo respecto a los resultados experimentales es bastante bueno, especialmente a baja presión, considerando además que existen incertidumbres experimentales relacionadas con la obtención de la geometría real mediante moldes de silicona.

Debido a este crecimiento del flujo de cantidad de movimiento, junto al colapso del gasto másico que se produce para ciertas condiciones de presión, y teniendo en cuenta que la velocidad efectiva se calcula a partir de la ecuación 3.14, se espera un notable crecimiento de la velocidad efectiva en la sección de salida, tal y como reflejan las gráficas inferiores de la Figura 4.22. Aunque este resultado puede parecer lógico debido al aumento de la diferencia de presión, el incremento de velocidad cuando aumenta la intensidad de la cavitación es mayor del esperado debido únicamente a la disminución de la presión de descarga. Este hecho puede comprobarse analizando la tendencia del coeficiente de velocidad, representado en la Figura 4.23 junto al resto de coeficientes adimensionales. Como puede comprobarse, el coeficiente de velocidad (que relaciona la velocidad efectiva con la velocidad teórica según la ecuación 3.18) aumenta con la intensidad de la cavitación para los dos niveles de presión de inyección. Para $P_i = 30$ MPa, entre 9 y 7 MPa de contrapresión el coeficiente se mantiene prácticamente constante, lo que significa que el aumento de velocidad para esas condiciones visto en la Figura 4.22 es debido únicamente a la diferencia de presión. Sin embargo, para contrapresiones de 5 y 3 MPa, donde la cavitación aumenta de manera considerable, el coeficiente

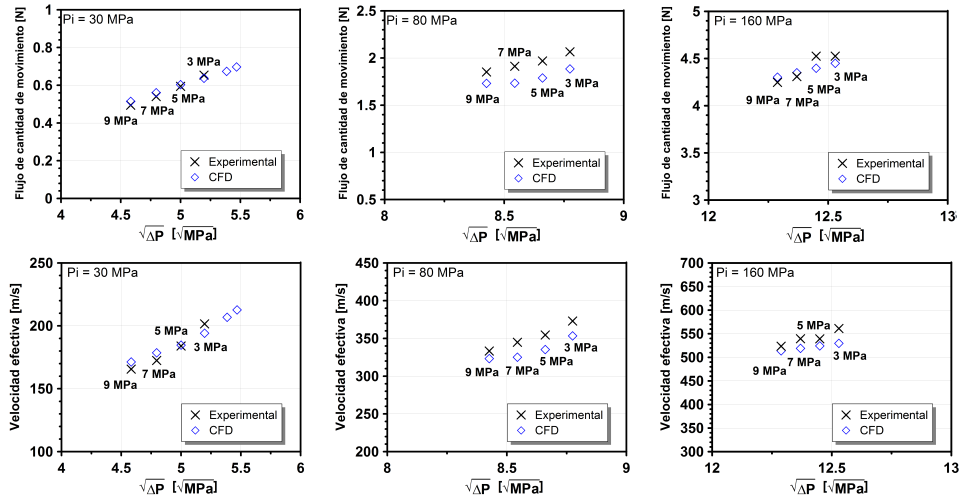


Figura 4.22: Comparación de resultados experimentales y computaciones de flujo de cantidad de movimiento y velocidad efectiva.

de velocidad aumenta linealmente. Este caso también se puede ver en las gráficas correspondientes a 30 y 80 MPa, donde todos los puntos se encuentran en la zona de colapso de gasto másico.

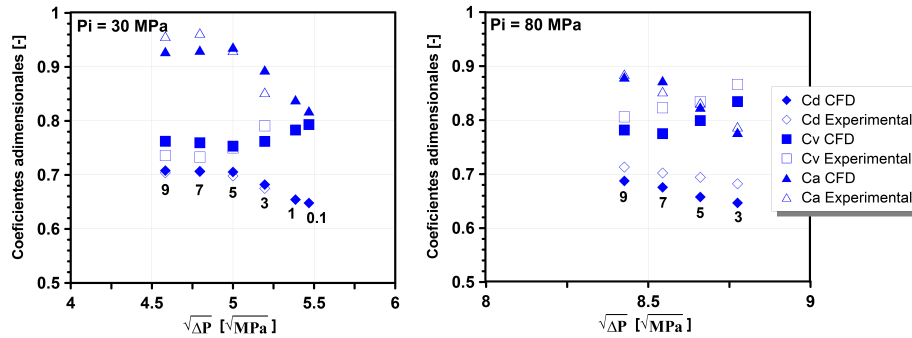


Figura 4.23: Comparación de resultados experimentales y computaciones de coeficientes adimensionales de flujo.

Por otra parte, además del coeficiente de velocidad se han representado en la misma gráfica los coeficientes de descarga y área, calculados a partir de las ecuaciones 3.17 y 3.19 respectivamente. Obviamente, como el coeficiente de

descarga y área se calculan a partir del gasto másico y del flujo de cantidad de movimiento, la precisión mostrada por el código para predecir estas variables se mantiene para la predicción de los coeficientes, cuyo valores se mantienen constantes hasta alcanzar las condiciones críticas de cavitación, punto a partir del cual experimentan un continuo descenso.

Por lo tanto, teniendo en cuenta la complejidad de la simulación de flujos cavitantes y la proximidad de los resultados calculados mediante OpenFOAM respecto a los resultados experimentales, se puede concluir que el modelo es capaz de predecir con un alto grado de precisión el comportamiento del flujo desarrollado en toberas de inyección.

Referencias

- [1] *OpenFOAM user guide version 1.4*, <http://www.openfoam.org>.
- [2] VERSTEEG, H. K. y W. MALALASEKERA. *An Introduction to Computational Fluid Dynamics. The Finite Volume Method*. Longman, 1995.
- [3] SCHMIDT, D., C. RUTLAND y M. CORRADINI. «A fully compressible, two-dimensional model of small, high-speed, cavitating nozzles». *Atomization and Sprays* 9.3 (1999), págs. 255-276.
- [4] WALLIS, G. *One-dimensional Two-phase Flow*. Ed. por MCGRAW-HILL.
- [5] CHUNG, M., S. PARK y H. LEE. «Sound speed criterion for two-phase critical flow». *Journal of Sound and Vibration* 276 (2004), págs. 13-26.
- [6] VERSTEEG, H. y W. MALALASEKERA. *An introduction to computational fluid dynamics: the finite volume method*. Pearson Prentice Hall, 2007.
- [7] TENNEKES, H. y J. LUMLEY. *A first course in turbulence*. Ed. por T. M. PRESS. 1972.
- [8] PANTON, R. *Incompressible Flow*. 1996.
- [9] SOU, A., S. HOSOKAWA y A. TOMIYAMA. «Effects of cavitation in a nozzle on liquid jet atomization». *International Journal of Heat and Mass Transfer* 50 (2007), págs. 3575-3582.
- [10] SINGHAL, A., M. ATHAVALE, H. LI e Y. JIANGS. «Mathematical basis and the full cavitation model». *J. Fluids Eng.* 124 (2002), págs. 617-624.
- [11] LINDAU, J., R. KUNZ, D. BOGER, D. STINEBRING y H. GIBELING. «High Reynolds number unsteady multiphase CFD modeling of cavitating flows». *J. Fluids Eng.* 124 (2002), págs. 607-616.

- [12] DE VILLIERS, E. «The Potential of Large Eddy Simulation for the Modeling of Wall Bounded Flows». Tesis doct. Imperial College of Science, Technology y Medicine, 2006.
- [13] PIOMELLY, U. «Large-eddy simulation: achievements and challenges». *Progress in Aerospace Sciences* (1999), págs. 335-362.
- [14] TABOR, G. y M. BABA-AHMADI. «Inlet conditions for large eddy simulation: A review». *Computer and Fluids* 39 (2010), págs. 553-567.
- [15] PAYRI, R., T. B., J. GIMENO y G. BRACHO. «The potential of Large Eddy Simulation (LES) code for the modeling of flow in diesel injectors». *Mathematical and Computer Modeling* 52 (2010), págs. 1151-1160.
- [16] LAUNDER, B. y D. SPALDING. «The numerical computation of turbulent flow». *Comp. Meth. In Appl. Mech. Eng* 3 (1971), pág. 269.
- [17] YAKHOT, V. y S. ORSZAG. «Renormalization group analysis of turbulence. I. Basic theory». *Journal of scientific computing* 1.1 (1986), págs. 3-51.
- [18] SCHMITT, F. «About Boussinesq's turbulent viscosity hypothesis: historical remarks and a direct evaluation of its validity». *Comptes Rendus Mecanique* 335.9-10 (2007), págs. 617-627.
- [19] BRACHO, G. «Experimental and theoretical study of the direct diesel injection process at low temperatures». Tesis doct. E.T.S. Ingenieros Industriales (Universidad Politécnica de Valencia), 2011.
- [20] SALVADOR, F. J. «Estudio teórico experimental de la influencia de la geometría de toberas de inyección diesel sobre las características del flujo interno y del chorro». Tesis doct. E.T.S. Ingenieros Industriales (Universidad Politécnica de Valencia), 2003.
- [21] HIRT, C. y B. NICHOLS. «Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries». *Journal of computational physics* 39.1 (1981), págs. 201-225.
- [22] MUZAFERIJA, S. «Adaptive Finite Volume method for flow prediction using unstructured meshes and multigrid approach». Tesis doct. Imperial College, University of London, 1994.
- [23] KÄRHOLM PENG, F., P. NORDIN y H. WELLER. «Modelling injector flow including cavitation effects for diesel applications». *ASME Fluids Engineering Conference*. 2007.
- [24] WALTHER, J. «Quantitative Untersuchungen der Innenströmung in kavitierten den Dieseleinspritzdüsen». Tesis doct. TU Darmstadt, 2002.

- [25] WINKLHOFER, E., E. KULL, E. KELZ y A. MOROZOV. «Comprehensive hydraulic and flow field documentation in model throttle experiments under cavitation conditions». *ILASS-Europe*. Vol. 10. 2001, págs. 71-73.
- [26] SALVADOR, F., J.-V. ROMERO, M.-D. ROSELLÓ y J. MARTÍNEZ-LÓPEZ. «Validation of a code for modeling cavitation phenomena in Diesel injector nozzles». *Mathematical and Computer Modelling* 52 (2010), págs. 1123-1132.
- [27] SOTERIOU, C., R. ANDREWS y M. SMITH. «Further studies of cavitation and atomization in diesel injection». *SAE paper 1999-01-1486* (1999).
- [28] SALVADOR, F., S. HOYAS, R. NOVELLA y J. MARTÍNEZ-LÓPEZ. «Numerical simulation and extended validation of two-phase compressible flow in Diesel injector nozzles». *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D, Journal of Automobile Engineering* 225 (2010), págs. 545-563.
- [29] PAYRI, F., V. BERMÚDEZ, R. PAYRI y F. SALVADOR. «The influence of cavitation on the internal flow and the spray characteristics in diesel injection nozzles». *Fuel* 83 (2004), págs. 419-431.
- [30] PAYRI, R., F. SALVADOR, J. GIMENO y J. DE LA MORENA. «Analysis of diesel spray atomization by means of a near-nozzle field visualization technique». *Atomization and sprays* 21 (8) (2012).
- [31] MACIÁN, V., V. BERMÚDEZ, R. PAYRI y J. GIMENO. «New technique for the determination of the internal geometry of diesel nozzle with the use of the silicone methodology.» *Experimental techniques* 27 (2) (2003), págs. 39-43.
- [32] MACIÁN, V., R. PAYRI, X. MARGOT y F. SALVADOR. «A CFD analysis of the influence of diesel nozzle geometry on the inception of cavitation». *Atomization and Sprays* 13 (2003), págs. 579-604.
- [33] PAYRI, R., H. CLIMENT, F. SALVADOR y A. FAVENNEC. «Diesel injection system modeling. Methodology and application for a first-generation common rail system». *Proc. Inst. Mech. Engrs* 218, part D (), pág. 2004.
- [34] PAYRI, R., J. GARCÍA, F. SALVADOR y J. GIMENO. «Using spray momentum flux measurements to understand the influence of diesel nozzle geometry on spray characteristics». *Fuel* 84.5 (2005), págs. 551-561.
- [35] NURICK, W. H. «Orifice Cavitation and Its Effect on Spray Mixing». *Journal of Fluids Engineering* 98.4 (1976), págs. 681-687.

- [36] PAYRI, F., R. PAYRI, F. SALVADOR y J. MARTÍNEZ-LÓPEZ. «A contribution to the understanding of cavitation effects in Diesel injector nozzles through a combined experimental and computational investigation». *Computers & Fluids* 58 (2012), págs. 88-101.
- [37] PAYRI, R., F. SALVADOR, J. GIMENO y J. DE LA MORENA. «Study of cavitation phenomena based on a technique for visualizing bubbles in a liquid pressurized chamber». *Internal Journal of Heat and Fluid Flow* 30 (2009), págs. 768-777.
- [38] MISHRA, C. e Y. PELES. «Cavitation in flow through a micro-orifice inside a silicon microchannel». *Physics of fluids* 17 (2005), pág. 013601.

Capítulo 5

Estudio de la influencia del levantamiento de aguja mediante técnicas RANS

5.1. Introducción

Una vez comprobada la validez del código para el estudio del flujo interno en toberas de inyección Diesel, en el presente capítulo se abordará mediante técnicas RANS el objetivo principal de esta Tesis: el estudio de la influencia del levantamiento de aguja.

Para ello se analizará sobre la tobera multiorificio empleada en el capítulo 4, la evolución de parámetros como el gasto másico, el flujo de cantidad de movimiento, la velocidad efectiva o la turbulencia para diferentes posiciones fijas de la aguja del inyector. Para cada una de estos levantamientos se han simulado tres niveles de presión de inyección (30, 80 y 160 MPa) variando a su vez la presión de descarga, lo que ha dado como resultado un estudio de 540 simulaciones.

Precisamente, debido al elevado número de ejecuciones se han necesitado más de 89000 horas-CPU haciendo uso de los recursos de la NGI (National Grid Initiative) española [1] gracias a la colaboración del grupo de Grid y Computación de Altas Prestaciones (GRyCAP) de la Universidad Politécnica de Valencia.

Un resumen de los resultados presentados en este capítulo puede encontrarse en el artículo "Study of the influence of the needle lift on the internal flow and cavitation phenomenon in diesel injector nozzles by CFD using RANS methods" [2] publicado en la revista "Energy Conversion and Management".

5.2. Análisis a alta presión de inyección

5.2.1. Comportamiento característico del flujo a bajo y alto levantamiento de aguja

Con el objetivo de facilitar la interpretación y la comprensión de la gran cantidad de información obtenida de las simulaciones, en primer lugar se explicarán las diferencias existentes en el comportamiento del flujo entre un caso a alto levantamiento de aguja ($250 \mu m$) frente a un caso que se puede considerar representativo de bajo levantamiento ($30 \mu m$). Una vez analizadas las diferencias entre ambos casos se procederá al análisis del resto de geometrías, que abarcan desde posiciones cercanas al cierre ($10 \mu m$) hasta la posición correspondiente a levantamiento máximo ($250 \mu m$).

Gasto másico y apariencia de la cavitación

Tal y como se vio en el capítulo 4, a la hora de analizar la evolución del gasto másico resulta imprescindible tener en cuenta el posible cambio de fase del combustible debido a la cavitación, puesto que este fenómeno va asociado a numerosos efectos, entre los que destaca el colapso de gasto másico.

En la Figura 5.1 se ha representado el gasto másico para las diferentes contrapresiones simuladas, correspondientes a levantamientos de 30 y 250 μm , junto a diversos perfiles de cavitación. Como puede apreciarse, para 250 μm , el gasto másico aumenta con la raíz de la diferencia de presiones entre la inyección y la descarga hasta alcanzar las condiciones críticas de cavitación, correspondientes a una presión de descarga de 35 MPa ($\sqrt{\Delta P} = 11.18$ MPa). A partir de este punto, y a pesar de disminuir de manera considerable la contrapresión hasta valores de 3 MPa, el gasto másico permanece invariable [3-7].

Para todas las simulaciones cuya presión de descarga varía entre 50 MPa y valores superiores a la presión correspondiente a las condiciones críticas de cavitación, el combustible se encuentra por completo en fase líquida. Sin embargo, justo antes de alcanzar las condiciones críticas de cavitación, la tobera empieza a cavitarse en la parte cercana al radio de acuerdo de entrada superior

[8, 9], extendiéndose hacia la salida a lo largo de la pared superior del orificio a medida que disminuye la contrapresión.

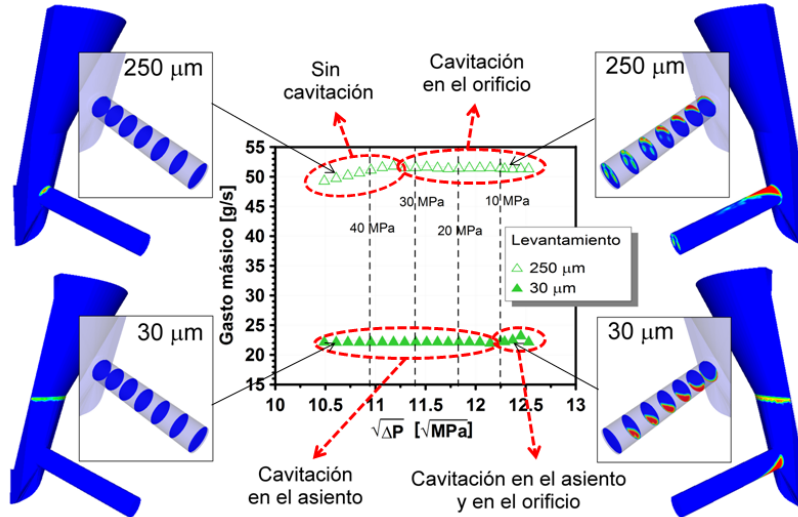


Figura 5.1: Evolución del gasto másico y de la cavitación para levantamientos de 30 μm y 250 μm . $P_i = 160 \text{ MPa}$ - $P_b = 50 - 3 \text{ MPa}$.

A bajo levantamiento, el gasto másico permanece colapsado para todas las condiciones de presión simuladas como consecuencia de la presencia de burbujas de vapor aguas arriba del orificio, en el asiento de aguja. No obstante, prestando especial atención a la apariencia de la cavitación para una presión de descarga de 7 MPa, es posible observar más diferencias en el desarrollo de la cavitación entre ambos levantamientos. Si bien para levantamientos grandes, la cavitación se desarrolla pegada a la pared superior del orificio sin experimentar cambios una vez alcanza la salida, para levantamientos pequeños la cavitación se produce en el asiento de la aguja y en la parte inferior del orificio para contrapresiones relativamente bajas (10, 9, 7, 5 y 3 MPa).

El hecho de que la tobera cavite a lo largo de la pared superior o inferior del orificio puede explicarse a través del uso de líneas de corriente, que marcan el camino teórico seguido por el fluido para alcanzar el orificio. Como puede apreciarse en la Figura 5.2, la dirección del fluido es completamente diferente dependiendo de la posición de la aguja. Para altos levantamientos, el combustible ocupa todo el volumen entre la pared de la aguja y la pared de la tobera circulando a una misma velocidad antes de entrar en el orificio. Una vez alcanza el orificio, debido al fuerte cambio de dirección y sección,

la capa límite tiende a separarse de la pared superior formándose una "vena contracta". Como consecuencia de la aceleración del combustible entre la vena contracta y la pared superior del orificio de la tobera, la presión cae de manera considerable, favoreciendo así la aparición de la cavitación.

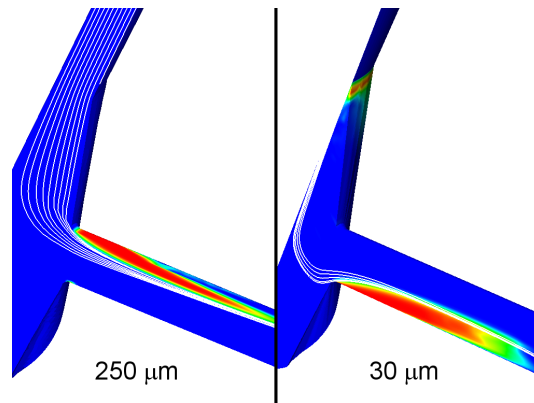


Figura 5.2: Líneas de corriente y aspecto de la cavitación en el plano medio de la tobera para levantamientos de $250 \mu\text{m}$ y $30 \mu\text{m}$. $P_i = 160 \text{ MPa}$ - $P_b = 7 \text{ MPa}$.

Sin embargo, a bajos levantamientos el fluido tiende a circular con mayor velocidad en la zona cercana a la pared de la aguja, sufriendo una gran aceleración al pasar por el asiento de la aguja debido a la reducción de la sección de paso. De esta manera, el combustible alcanza el saco de la tobera y entra al orificio por su parte inferior. De nuevo, al entrar el fluido al orificio se produce el despegue de la capa límite, aunque en este caso de la parte inferior del orificio, acelerando el combustible y provocando una fuerte caída de presión que facilitará el cambio de fase del combustible de líquido a vapor.

La evolución de la presión dentro de la tobera para ambos levantamientos puede verse en la Figura 5.3, donde se recogen los valores medios para diferentes secciones repartidas a lo largo de todo el camino del flujo antes de entrar en el orificio, incluyendo el asiento de la aguja (sección 10) y el saco (secciones 14 y 15).

Así, para altos levantamientos de aguja la presión se mantiene prácticamente constante a lo largo de la tobera antes de entrar en el orificio. Sin embargo, para bajos levantamientos, la presión sufre un fuerte descenso en la zona de cierre de la aguja contra la pared de la tobera (provocando la aparición de la cavitación), aunque posteriormente se recupera antes de entrar al orificio desde el saco.

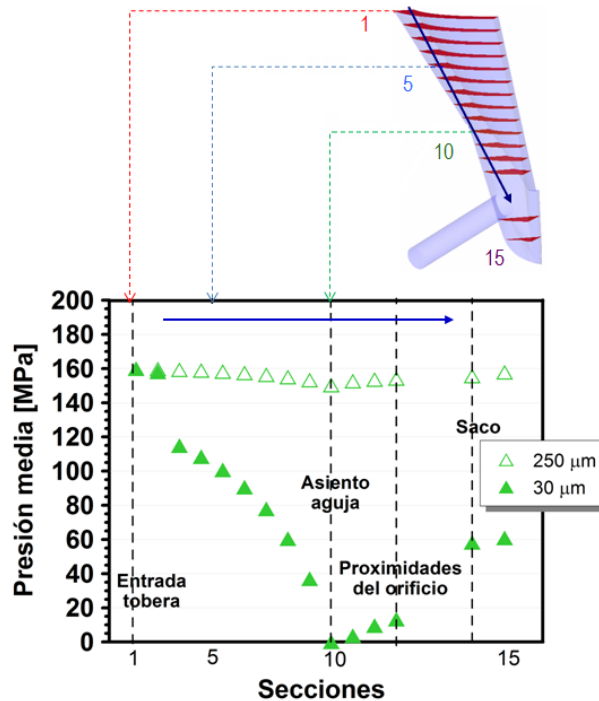


Figura 5.3: Evolución de la presión media para distintas secciones de la tobera para levantamientos de $30 \mu\text{m}$ y $250 \mu\text{m}$. $P_i = 160 \text{ MPa}$ - $P_b = 7 \text{ MPa}$.

Flujo de cantidad de movimiento y velocidad efectiva

Al igual que ocurre para el gasto másico, el flujo de cantidad de movimiento del combustible a la salida de la tobera presenta diferencias significativas en función de la posición de la aguja.

Tal y como puede verse en la Figura 5.4, para un levantamiento de aguja grande ($250 \mu\text{m}$), el flujo de cantidad de movimiento del combustible a la salida aumenta con la diferencia de presiones. Sin embargo, y al contrario de lo que ocurre con el gasto másico, el flujo de cantidad de movimiento no sufre ningún colapso, disminuyendo únicamente la pendiente de crecimiento una vez que se alcanzan las condiciones críticas de cavitación [3].

Para bajos levantamientos, la evolución de este parámetro es completamente diferente, puesto que se mantiene constante mientras la cavitación aparece únicamente en el asiento de la aguja. Para valores de contrapresión menores o iguales a 10 MPa , en las que la cavitación se desarrolla también en el orificio, el flujo de cantidad de movimiento experimenta un ligero crecimien-

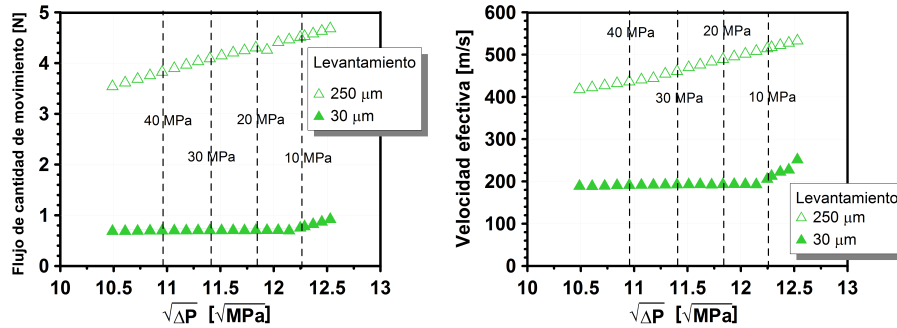


Figura 5.4: Evolución del flujo de cantidad de movimiento y velocidad efectiva para levantamientos de 30 μm y 250 μm .

to debido a la reducción de viscosidad del fluido (nótese que, la viscosidad del vapor es aproximadamente seis cientos veces menor que la viscosidad del combustible en estado líquido).

Esta reducción de viscosidad favorece la disminución de las pérdidas por fricción con las paredes, y junto a la reducción del diámetro efectivo como consecuencia de la presencia de burbujas de vapor, provocan un aumento de la velocidad en la sección de salida [3, 4]. Este razonamiento sirve también para justificar el aumento de velocidad efectiva visto en la Figura 5.4 para el caso de 250 μm entre $\sqrt{\Delta P} = 11.18$ y 12.53 MPa (zona cavitante).

Coefficientes adimensionales

Una vez comprendida la evolución del gasto másico, del flujo de cantidad de movimiento y de la velocidad efectiva para ambos levantamientos de aguja, queda por analizar el comportamiento de los coeficientes adimensionales de flujo, que tal y como se explica en el capítulo 3, son parámetros obtenidos a partir de los anteriores.

Para ello, en la Figura 5.5 se ha representado los valores del coeficiente de descarga, coeficiente de velocidad y coeficiente de área para todas las contra-pressiones simuladas manteniendo una presión de inyección de 160 MPa.

Analizando en primer lugar el comportamiento del coeficiente de descarga, representado mediante triángulos de color verde, llama la atención los valores tan bajos para un levantamiento de 30 μm al compararlo con el caso de 250 μm . Sin embargo, este hecho queda justificado por las pérdidas localizadas en el asiento de la aguja a bajos levantamientos y por las diferencias existentes en la trayectoria del combustible antes de entrar en el orificio.

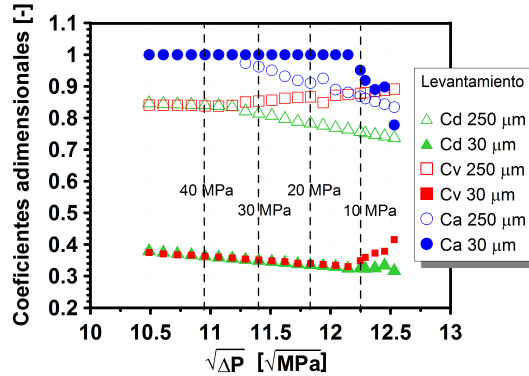


Figura 5.5: Evolución de los coeficientes de flujo adimensionales para levantamientos de 30 μm y 250 μm .

En cuanto a la evolución de este coeficiente respecto a los valores de contrapresión simulados, para altos levantamientos el coeficiente de descarga se mantiene constante mientras no existe cavitación. Este comportamiento es coherente con los resultados obtenidos por Schmidt et al. [10], quienes demostraron que el coeficiente de descarga permanece constante en regímenes claramente turbulentos. Una vez aparece la cavitación, el coeficiente de descarga disminuye a medida que se reduce la contrapresión debido al colapso de gasto másico. Esta tendencia también puede apreciarse para el caso de 30 μm , donde la existencia de vapor en el orificio y/o en el asiento de la aguja provoca una caída de este coeficiente para todas las condiciones de presión simuladas a medida que se reduce el valor de la presión de descarga.

Respecto a los valores obtenidos para el coeficiente de velocidad, la tendencia para altos levantamientos resulta similar a la recogida en el apartado 4.7.3, puesto que dicho coeficiente permanece constante hasta alcanzar las condiciones críticas de cavitación. A partir de dichas condiciones el coeficiente de velocidad aumenta con la diferencia de presiones entre la inyección y la descarga. Para el caso de 30 μm , el coeficiente de velocidad sufre inicialmente un ligero descenso a medida que disminuye la contrapresión debido a que el fluido experimenta en la zona del asiento de la aguja una notable pérdida de carga. Para los valores de contrapresión más bajos, la presencia de vapor en el orificio provoca una reducción de la viscosidad y de la sección de paso para el combustible en fase líquida. Este hecho justifica el aumento del coeficiente de velocidad observado para contrapresiones entre 10 y 3 MPa.

Por último, en cuanto a los valores del coeficiente de área, éste sigue el comportamiento esperado. Para ambos levantamientos, y para el conjunto de

contrapresiones que abarca desde 50 MPa hasta aquella en la que aparecen las primeras burbujas de vapor en el orificio, el coeficiente de área toma un valor cercano a 1, puesto que el combustible en fase líquida puede ocupar toda la sección de paso del orificio. Una vez aparecen las primeras burbujas en el orificio, correspondientes a una contrapresión de 35 y 10 MPa para los casos de 30 y 250 μm respectivamente, el área efectiva disponible para el paso de combustible se reduce. Esto último se traduce en un descenso del coeficiente de área. Nótese que el coeficiente de área para bajos levantamientos cuando existe cavitación únicamente en el asiento de la aguja presenta el mismo valor que en condiciones no cavitantes ($C_a = 1$).

5.2.2. Evolución del flujo interno durante el proceso de apertura o cierre del inyector

Después de explicar detenidamente el comportamiento del flujo interno para un caso representativo de levantamiento de aguja grande y otro pequeño, el análisis para el resto de posiciones resulta relativamente más sencillo.

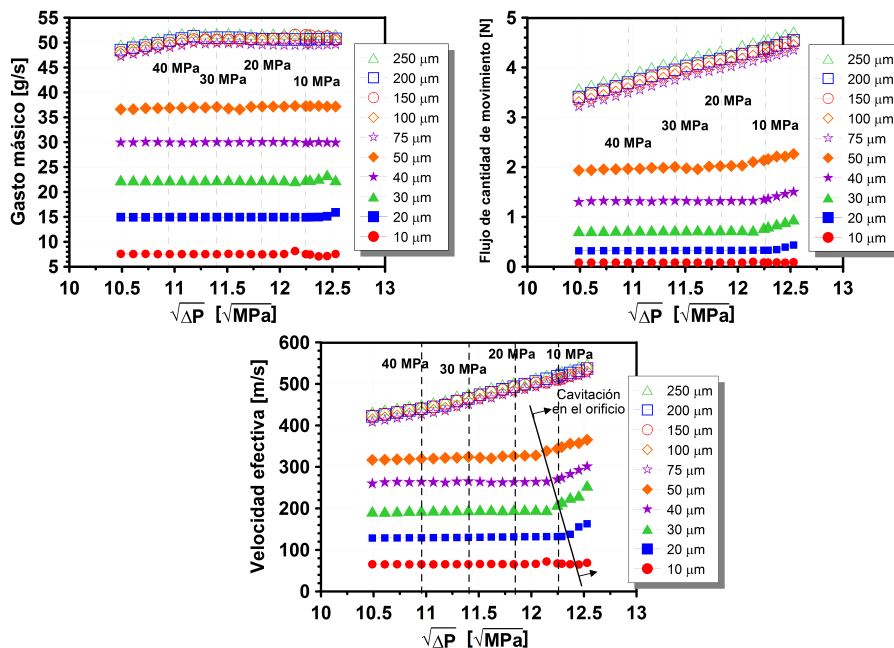


Figura 5.6: Evolución del gasto másico, flujo de cantidad de movimiento y velocidad efectiva para todos los levantamientos simulados a $P_i = 160$ MPa.

En la Figura 5.6 se han representado todos los valores de gasto másico, cantidad de movimiento y velocidad efectiva para los diez levantamientos simulados, que como se ha dicho anteriormente abarcan desde $250 \mu m$ hasta $10 \mu m$. Precisamente desde esta última posición en la que la aguja cierra casi por completo el paso de combustible, hasta un levantamiento de $75 \mu m$, el gasto másico aumenta desde valores muy pequeños (1.2 g/s) hasta valores característicos de condiciones de levantamiento máximo ($48\text{-}52 \text{ g/s}$). De hecho, para levantamientos mayores que $75 \mu m$, la cantidad de combustible inyectado apenas varía para todas las condiciones de presión simuladas. Este comportamiento se repite para los casos de $75, 100, 150, 200$ y $250 \mu m$.

Así, para un levantamiento mayor o igual a $75 \mu m$, el comportamiento es similar al caso visto anteriormente de $250 \mu m$, mientras que para levantamientos entre 10 y $50 \mu m$, el fluido se comporta de manera similar al caso de $30 \mu m$, permaneciendo colapsado el gasto másico por la cavitación desarrollada en el asiento.

Al igual que ocurre para el gasto másico, el flujo de cantidad de movimiento permanece insensible una vez la aguja alcanza los $75 \mu m$, variando desde valores cercanos a 0 para los levantamientos más pequeños e incrementando su valor a medida que la aguja asciende.

Obviamente, como la velocidad efectiva y los coeficientes adimensionales (ver Figura 5.7) son calculados a partir de los valores de flujo de cantidad de movimiento y de gasto másico, estos parámetros siguen la misma tendencia que los anteriores, es decir, muestran un aumento significativo de sus valores hasta $75 \mu m$.

Por otra parte, resulta también interesante remarcar las diferencias existentes entre las condiciones de presión necesarias para la aparición de la cavitación en el orificio en función de la posición de la aguja. Como se ha comentado anteriormente, la caída de presión en el asiento de la aguja aumenta a medida que la aguja desciende, siendo por tanto esperables diferencias en la aparición de la cavitación en función del levantamiento para las mismas condiciones de presión. Con el objetivo de remarcar este hecho se ha trazado una línea discontinua en la gráfica correspondiente a los valores de velocidad efectiva, indicando el punto en el cual la cavitación empieza a aparecer en el orificio para levantamientos entre 10 y $50 \mu m$. Otra forma alternativa de analizar este fenómeno es a través del número de cavitación crítico (ver Figura 5.8), calculado a partir de la ecuación 5.1, donde P_{bcrit} se corresponde con el valor de la

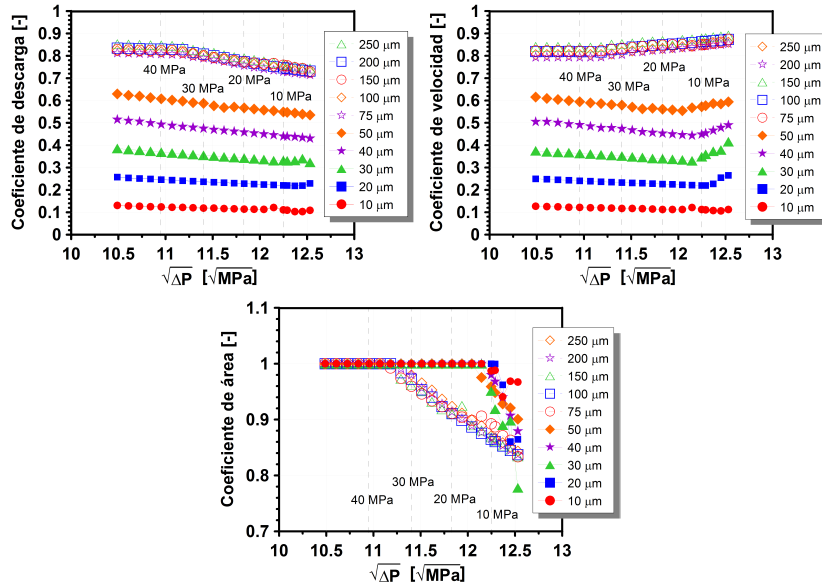


Figura 5.7: Evolución de los coeficientes adimensionales para todos los levantamientos simulados para $P_i = 160$ MPa.

presión de descarga para el cual se inicia la cavitación en el orificio.

$$K_{crit} = \frac{P_i - p_v}{P_i - P_{bcrit}} \tag{5.1}$$

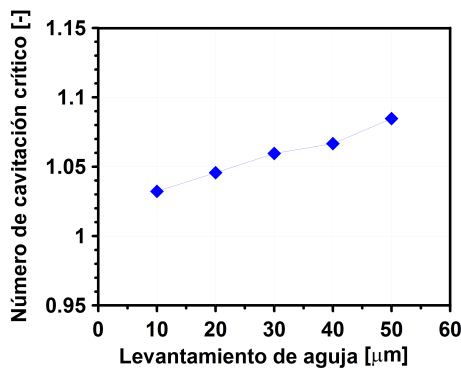


Figura 5.8: Número de cavitación crítica para levantamientos de aguja entre 10 y 50 μm a $P_i = 160$ MPa.

A la vista de la Figura 5.8 se puede apreciar que el número crítico de cavitación es menor a medida que desciende la aguja y, por tanto, se necesita una menor presión de descarga para encontrar las primeras burbujas en el orificio ya que la presión del fluido justo antes de la entrada del orificio también es menor.

5.2.3. Turbulencia

Uno de los parámetros más útiles para estudiar el desarrollo de la turbulencia es la energía cinética turbulenta, definida como la energía cinética media por unidad de masa asociada a los remolinos formados en flujos turbulentos. Su análisis resulta especialmente interesante en este caso, teniendo en cuenta las importantes diferencias existentes en la geometría como consecuencia de las distintas posiciones de la aguja del inyector.

En la Figura 5.9 se ha representado los contornos de energía cinética turbulenta en el plano medio de la tobera para los levantamientos de 20, 50 y 250 μm para un contrapresión de 7 MPa. En ella se puede comprobar como la localización de la zona más turbulenta en la tobera depende de la posición de la aguja.

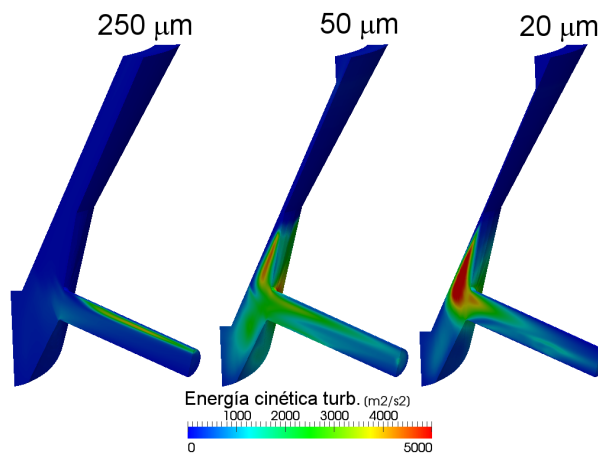


Figura 5.9: Energía cinética turbulenta para levantamientos de 250, 50 y 20 μm . $P_i = 160 \text{ MPa}$ - $P_b = 7 \text{ MPa}$.

Para altos levantamientos, la parte superior del orificio es la zona con valores más altos de turbulencia, mientras que para bajos levantamientos la zona más crítica pasa a ser el asiento de la aguja. Estas diferencias pueden ser justificadas teniendo en cuenta la evolución de la presión en el interior de la tobera

vista en la Figura 5.3. En concreto, para levantamientos menores o igual a $50 \mu\text{m}$ el flujo experimenta una importante caída de presión en el asiento, y para altos levantamientos el mayor descenso de presión se produce en la entrada del orificio como consecuencia del cambio de dirección del fluido.

Sin embargo, teniendo en cuenta que el desarrollo de la turbulencia está claramente relacionado con el incremento de velocidad y, por tanto de la caída de presión, no sólo cabe esperar un cambio en la localización de la zona con mayor turbulencia, sino también un incremento de su intensidad a medida que desciende la aguja, puesto que la caída de presión será mayor. De hecho, comparando los campos de energía cinética turbulenta para 20 y $50 \mu\text{m}$ se observa un aumento de los valores máximos de energía cinética turbulenta (valores representados en color rojo).

5.2.4. Influencia de la posición de la aguja sobre el desarrollo del chorro

A la hora de estudiar la influencia del flujo interno sobre la formación y desarrollo del chorro, resulta imprescindible conocer en detalle las propiedades del flujo a la salida de la tobera. Como se ha visto en los apartados anteriores, la posición de la aguja cambia por completo las condiciones de salida del combustible, y por tanto las condiciones de contorno iniciales del spray.

Sin embargo, hasta ahora únicamente se han analizado los valores medios en la sección de salida, olvidando la distribución espacial de propiedades como la densidad o la velocidad, claves en la penetración y ángulo del chorro [11]. Por ello, en la Figura 5.10 se han representado los campos de velocidad y densidad junto a la fase vapor para dos levantamientos, 75 y $30 \mu\text{m}$.

En esta figura se puede comprobar como para un levantamiento de $75 \mu\text{m}$, al igual que ocurre para levantamientos superiores, la existencia de vapor en la parte superior del orificio provoca valores de densidad y velocidad muy pequeños. Esta asimetría entre la parte superior e inferior de las propiedades del combustible a la salida del orificio da lugar a chorros asimétricos, tal y como observó Blessing et al. [12] mediante la visualización del flujo interno y del spray en toberas transparentes.

Para el caso de $30 \mu\text{m}$, en el que el vapor se sitúa en la parte inferior del orificio sin alcanzar la salida, la distribución de densidad en esta sección es constante y de valor igual a la densidad del combustible en estado líquido. No obstante, la presencia de vapor en el interior del orificio es suficiente para provocar un campo de velocidad variable, con valores muy pequeños en la parte inferior, dando lugar nuevamente a chorros asimétricos.

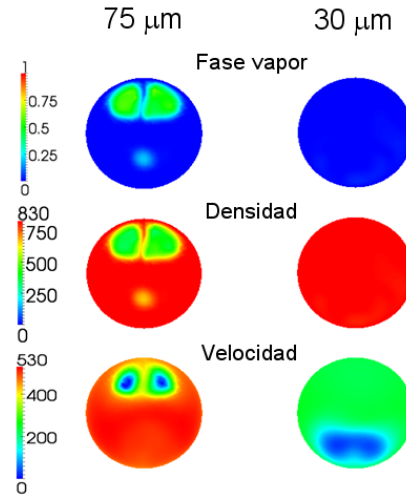


Figura 5.10: Distribución en la sección de salida de velocidad, densidad y fase vapor para levantamientos de 75 y 30 μm . $P_i = 160 \text{ MPa}$ - $P_b = 70 \text{ MPa}$.

Esta asimetría esperada en el desarrollo del chorro no es únicamente debida a la variación de la velocidad en la sección de salida, sino que también está acentuada por el cambio de dirección de ésta. Si bien el combustible en ausencia de cavitación sale de la tobera con un ángulo de inclinación prácticamente nulo respecto al eje del orificio, la existencia de cavitación provoca un aumento de la componente radial de la velocidad, y por tanto, un cambio de la dirección del flujo.

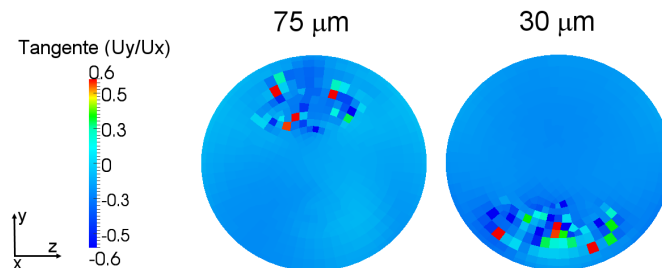


Figura 5.11: Desviación del flujo respecto al eje del orificio para los levantamientos de 75 y 30 μm . $P_i = 160 \text{ MPa}$ - $P_b = 70 \text{ MPa}$.

Como ejemplo de ello, la Figura 5.11 muestra la desviación del combustible en el plano xy respecto a la dirección axial del orificio. Para ambos levanta-

mientos, el combustible sale con una dirección paralela al eje del orificio en la zona no influenciada por la cavitación. Sin embargo, en la parte superior de la sección de salida para el caso de $75 \mu m$ y en la parte inferior del caso cuyo levantamiento es de $30 \mu m$, el ángulo de salida del combustible varía notablemente debido a la salida de vapor.

5.3. Análisis a media y baja presión de inyección

Una vez explicado el comportamiento del combustible para cualquier posición de aguja para una presión de inyección característica de un motor Diesel common-rail trabajando a plena carga, en los siguientes apartados se analizará el desarrollo del flujo interno para una presión de inyección media (80 MPa) y una presión de inyección relativamente baja (30 MPa).

No obstante, con el objetivo de no ser redundante se presentarán directamente los resultados de todos los levantamientos de manera conjunta, puesto que los conceptos fundamentales ya han sido desarrollados en los apartados anteriores.

5.3.1. Gasto másico

La Figura 5.12 muestra los valores de gasto másico para todas las geometrías simuladas para una presión de inyección de 80 y 30 MPa. Una de las primeras conclusiones que se pueden extraer observando ambas gráficas es la invariabilidad de las características del flujo a la salida de la tobera una vez la aguja alcanza los $75 \mu m$. Al igual que ocurría para una presión de 160 MPa, el valor del gasto másico aumenta a medida que la aguja asciende hasta alcanzar un levantamiento de $75 \mu m$, a partir del cual apenas varía.

Los resultados obtenidos para una presión de inyección media (gráfica de la izquierda) son similares a los resultados mostrados para $P_i = 160$ MPa. Así, mientras que para bajos levantamientos el gasto másico permanece colapsado para todas las contrapresiones debido a la existencia de vapor en el asiento de la aguja, para altos levantamientos, de nuevo se tiene un primer tramo en el que todo el combustible se encuentra en fase líquida y un segundo tramo en el que la cavitación desarrollada en el orificio provoca el colapso del gasto másico.

Para una presión de inyección de 30 MPa el comportamiento del flujo interno es sustancialmente diferente, puesto que al contrario de lo que ocurría para las demás presiones de inyección para todos los levantamientos entre 10

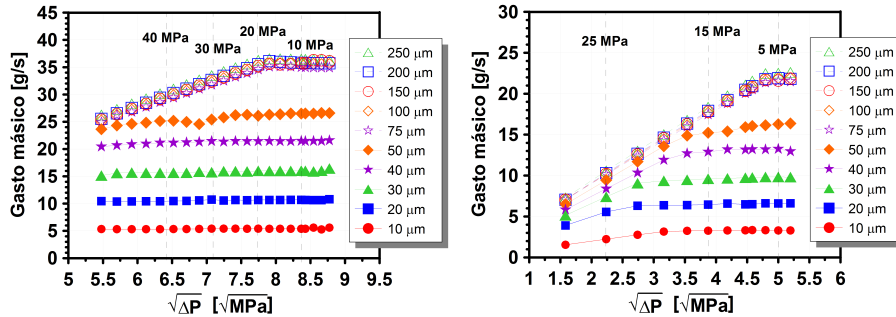


Figura 5.12: Evolución del gasto másico para una presión de inyección de 80 MPa (izquierda) y 30 MPa (derecha).

y 50 μm , el gasto másico presenta un ligero crecimiento para las contrapresiones más elevadas. La pequeña diferencia de presión entre la inyección y la descarga es insuficiente para producir una caída de presión por debajo de la presión de saturación del combustible en el asiento de la aguja, por lo que todo el combustible que circula por la tobera se encuentra en fase líquida. Sin embargo, para contrapresiones más bajas el gasto permanece colapsado debido a la aparición de la cavitación en el asiento.

Es importante resaltar las diferencias existentes en las condiciones críticas de cavitación para levantamientos entre 10 y 50 μm . A la vista de la gráfica resulta evidente que a medida que aumenta el levantamiento de aguja es necesaria una menor presión de descarga para alcanzar dichas condiciones, como consecuencia de la menor reducción de sección de paso.

Por otra parte, para levantamientos mayores de 50 μm el salto de presiones entre la inyección y la descarga es tan pequeño para una presión de inyección de 30 MPa, que sólo es posible encontrar burbujas de vapor para las contrapresiones de 30, 50 y 70 MPa.

5.3.2. Flujo de cantidad de movimiento y velocidad efectiva

Tal y como ocurre a alta presión de inyección, los valores de flujo de cantidad de movimiento obtenidos en la salida de la tobera vienen marcados por la existencia o ausencia de la cavitación.

Como puede verse en la Figura 5.13, el comportamiento para levantamientos mayores de 50 μm sigue siendo similar al visto a alta presión de inyección, aunque como se puede apreciar para 80 MPa la diferencia en la localización de las condiciones críticas de cavitación condiciona el cambio de pendiente.

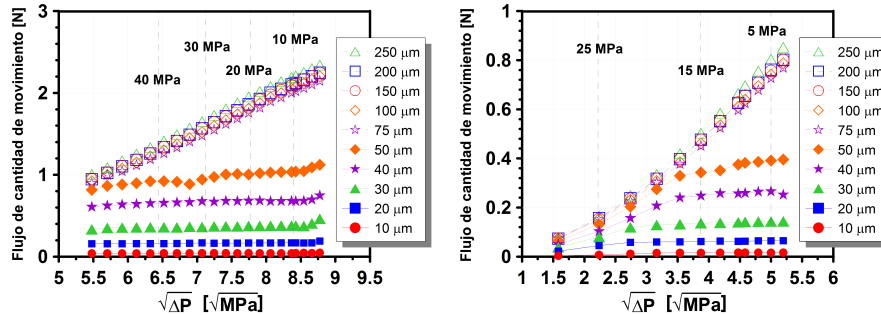


Figura 5.13: Evolución del flujo de cantidad de movimiento para una presión de inyección de 80 MPa (izquierda) y 30 MPa (derecha).

Para bajos levantamientos, a 80 MPa la fuerza del chorro se mantiene prácticamente constante mientras que el vapor ocupa únicamente el asiento de la aguja, creciendo una vez aparecen las primeras burbujas de vapor en la zona inferior del orificio. En cambio, para una presión de inyección de 30 MPa la evolución es completamente distinta. En primer lugar, el flujo de cantidad de movimiento aumenta debido a la ausencia de cavitación. Posteriormente, una vez aparece en la zona de cierre entre la aguja y la pared de la tobera, el flujo de cantidad de movimiento permanece constante. El hecho de que el orificio no llegue a cavitarse elimina la posibilidad de un posterior crecimiento para las presiones de descarga más bajas.

Respecto a la velocidad efectiva de inyección, al ser un parámetro obtenido a partir de los valores de flujo de cantidad de movimiento y gasto másico, sigue las tendencias marcadas por éstos. Para levantamientos de aguja entre 75 y 250 μm y para ambas presiones de inyección, la velocidad crece con una pendiente constante hasta que se alcanzan las condiciones críticas de cavitación en el orificio. A partir de ese momento la velocidad efectiva sufre un aumento de pendiente debido al colapso de gasto másico.

Para levantamientos menores de 75 μm a 80 MPa de presión de inyección, el hecho de que tanto el gasto másico como el flujo de cantidad de movimiento permanezcan invariables a pesar de la disminución de la contrapresión para la mayoría de contrapresiones simuladas da lugar a una velocidad de inyección constante. Posteriormente, el aumento de la cantidad de movimiento para las presiones de descarga más bajas debido a la reducción de la fricción del fluido con las paredes del orificio por el fenómeno de la cavitación provoca un aumento de la velocidad. En cambio para estas mismas posiciones de la aguja del inyector a baja presión de inyección, la evolución de la velocidad efectiva

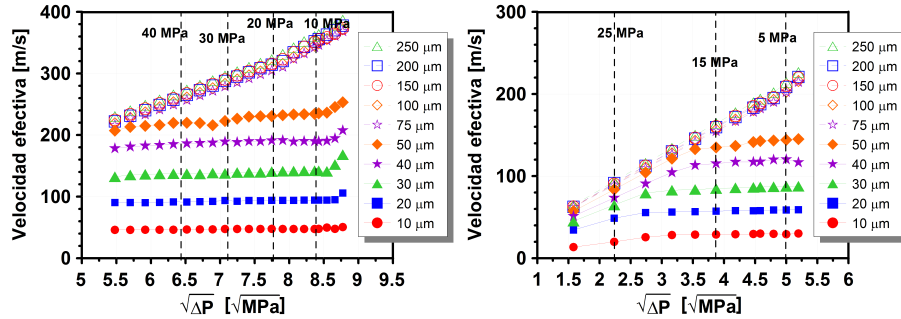


Figura 5.14: Evolución de la velocidad efectiva para una presión de inyección de 80 MPa (izquierda) y 30 MPa (derecha).

es completamente diferente, apoyado como se ha comentado en el apartado anterior, en la existencia de un primer tramo de contrapresiones para las cuales no existe cavitación y un segundo tramo en las que cavita en el asiento de la aguja. Es por esto por lo que inicialmente la velocidad crece debido únicamente al aumento de la diferencia de presión entre la inyección y la descarga, y posteriormente una vez alcanzadas las condiciones para las que se produce cavitación, la velocidad permanece prácticamente constante.

5.3.3. Coeficientes adimensionales

Teniendo en cuenta que el comportamiento del combustible a alta y media presión es muy parecido, la evolución de los coeficientes adimensionales de flujo será también similar.

A la vista de las Figuras 5.15 y 5.16 se puede apreciar un descenso del coeficiente de descarga independientemente de la posición de la aguja a partir de la aparición de combustible en fase vapor en la tobera, bien sea aguas arriba del orificio (como ocurre para $P_i = 80$ MPa) o en el propio orificio (situación dada para $P_i = 30$ MPa).

El valor máximo en condiciones no cavitantes para las presiones de inyección de 30 y 80 MPa es de aproximadamente 0.8 y 0.85 respectivamente, siendo este último valor similar a los valores obtenidos para una presión de inyección de 160 MPa. Este resultado indica que, para las presiones de inyección alta y media, el combustible se encuentra en régimen turbulento, en el que el coeficiente de descarga es independiente del número de Reynolds [10]. En cambio, para una presión de inyección de 30 MPa, el coeficiente de descarga aumenta con el número de Reynolds siempre y cuando no exista cavitación y no se haya alcanzado un régimen turbulento.

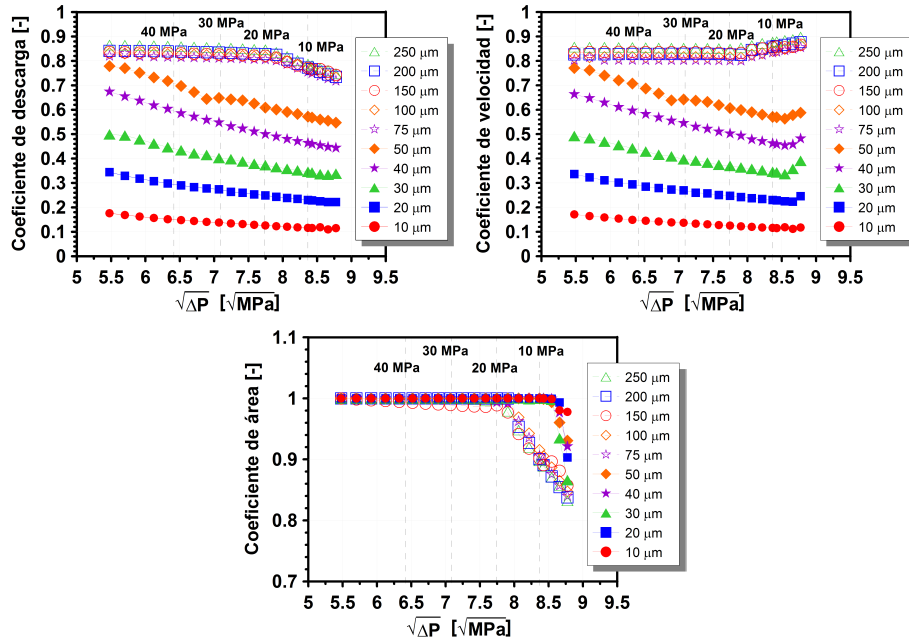


Figura 5.15: Evolución de los coeficientes adimensionales para todos los levantamientos simulados para $P_i = 80 \text{ MPa}$

En cuanto a la relación entre la velocidad real y la velocidad teórica del fluido, se puede observar como a una presión de inyección de 80 MPa el coeficiente de velocidad permanece constante en condiciones no cavitantes. Si existe cavitación dicho coeficiente puede comportarse de dos maneras: i) si el vapor se desarrolla en el orificio, bien sea a lo largo de la pared superior o inferior del mismo, éste experimenta un aumento como consecuencia de las menores pérdidas por fricción y de la reducción de sección; ii) si por el contrario el vapor se concentra en el asiento, la relación entre la velocidad real y la velocidad de Bernoulli disminuye puesto que el fluido experimenta en la zona de cierre entre la aguja y la pared de la tobera una notable pérdida de carga.

El coeficiente de velocidad a baja presión de inyección (30 MPa) sigue un comportamiento similar, aunque inicialmente experimenta un ligero crecimiento debido a que el número de Reynolds no se encuentra en regímenes turbulentos. Sin embargo, una vez aparece combustible en fase vapor, la relación entre la velocidad real y la velocidad de Bernoulli sigue la misma tendencia observada anteriormente.

Finalmente, atendiendo a la relación entre al área efectiva disponible para

el paso de combustible y el área geométrica (dada por el diámetro de salida de la tobera), éste muestra al igual que a alta presión un valor constante e igual a la unidad mientras no existe vapor en el orificio, y por tanto toda la sección de paso en el orificio está ocupada por líquido. Una vez aparecen las primeras burbujas en el orificio el área de paso disponible disminuye, reduciéndose para los casos más extremos hasta en un 12 %.

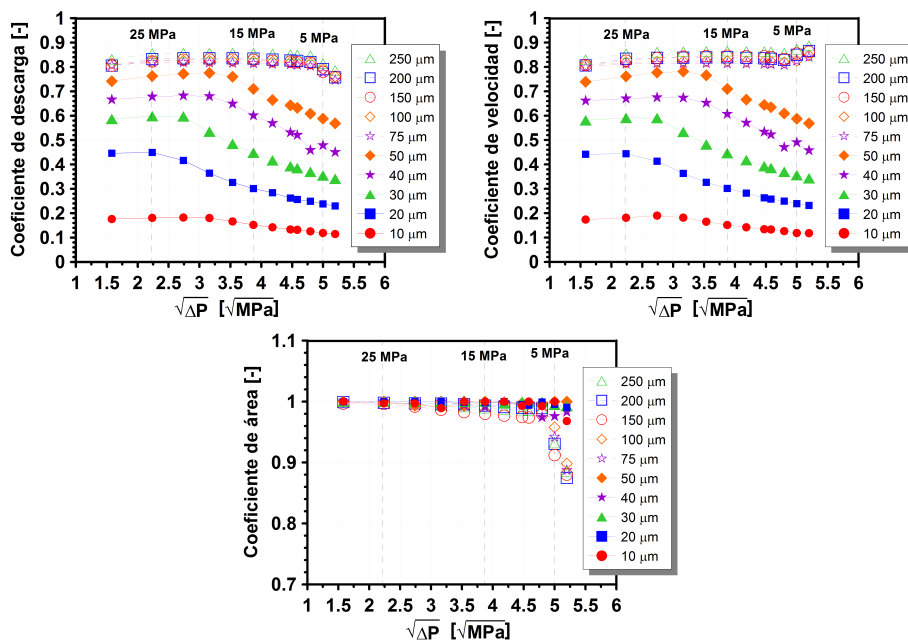


Figura 5.16: Evolución de los coeficientes adimensionales para todos los levantamientos simulados para $P_i = 30 \text{ MPa}$

Referencias

- [1] Spanish National Grid Initiative. <<http://www.es-ngi.es/>>.
- [2] SALVADOR, F., J. MARTÍNEZ-LÓPEZ, M. CABALLER y C. DE ALFONSO. «Study of the influence of the needle lift on the internal flow and cavitation phenomenon in diesel injector nozzles by CFD using RANS methods». *Energy Conversion and Management* 66 (2013), págs. 246-256.
- [3] PAYRI, R., J. GARCÍA, F. SALVADOR y J. GIMENO. «Using spray momentum flux measurements to understand the influence of diesel nozzle geometry on spray characteristics». *Fuel* 84.5 (2005), págs. 551-561.

- [4] PAYRI, F., V. BERMÚDEZ, R. PAYRI y F. SALVADOR. «The influence of cavitation on the internal flow and the spray characteristics in diesel injection nozzles». *Fuel* 83 (2004), págs. 419-431.
- [5] SOTERIOU, C., R. ANDREWS y M. SMITH. «Further studies of cavitation and atomization in diesel injection». *SAE paper 1999-01-1486* (1999).
- [6] NURICK, W. H. «Orifice Cavitation and Its Effect on Spray Mixing». *Journal of Fluids Engineering* 98.4 (1976), págs. 681-687.
- [7] PAYRI, R., H. CLIMENT, F. SALVADOR y A. FAVENNEC. «Diesel injection system modeling. Methodology and application for a first-generation common rail system». *Proc. Inst. Mech. Engrs* 218, part D (), pág. 2004.
- [8] MISHRA, C. e Y. PELES. «Cavitation in flow through a micro-orifice inside a silicon microchannel». *Physics of fluids* 17 (2005), pág. 013601.
- [9] DESANTES, J., R. PAYRI, F. SALVADOR y J. DE LA MORENA. «Influence of cavitation phenomenon on primary break-up and spray behavior at stationary conditions». *Fuel* 89 (2010), págs. 3033-3041.
- [10] SCHMIDT, D., C. RUTLAND y M. CORRADINI. «A fully compressible, two-dimensional model of small, high-speed, cavitating nozzles». *Atomization and Sprays* 9.3 (1999), págs. 255-276.
- [11] DESANTES, J. M., R. PAYRI, F. J. SALVADOR y A. GIL. «Development and validation of a theoretical model for Diesel spray penetration». *Fuel* 85 (7-8) (2006), págs. 910-917.
- [12] BLESSING, M., G. KÖNIG, C. KRÜGER, U. MICHELS y V. SCHWARZ. «Analysis of flow and cavitation phenomena in diesel injection nozzles and its effects on spray and mixture formation». *SAE Paper 2003-01-1358* (2003).

Capítulo 6

Estudio de la influencia del levantamiento de aguja mediante técnicas LES

6.1. Introducción

Como ya se ha visto en el capítulo anterior, las elevadas velocidades del combustible en el interior de las toberas de inyección aseguran un régimen turbulento para multitud de condiciones de trabajo típicas de un motor Diesel. Es por ello que parece necesario dedicar especial atención al modelado de la turbulencia.

El modelado de la turbulencia mediante Large Eddy Simulation (LES) permite resolver los remolinos de mayor tamaño presentes en el flujo, modelando los remolinos más pequeños [1-3]. Esta técnica ofrece información más detallada respecto a la aplicación de técnicas RANS a cambio de un mayor coste computacional. Por esta razón, en el presente capítulo se llevará a cabo un estudio acerca de la influencia del levantamiento de aguja mediante técnicas LES. No obstante, en este estudio, similar al del capítulo 5, se simulará únicamente una condición de presión ($P_i = 160 \text{ MPa} - P_b = 9 \text{ MPa}$) a partir de la que se obtendrá información relevante para explicar las particularidades del fenómeno de la cavitación en toberas de inyección Diesel, como su relación en el desarrollo de la turbulencia.

6.2. Descripción y validación del estudio computacional

El estudio computacional mediante Large Eddy Simulation se llevará a cabo simulando la tobera multiorificio utilizada en los capítulos 4 y 5. En estos dos capítulos se ha validado el código y estudiado el flujo interno modelando la turbulencia mediante métodos RANS. Por ello, resulta imprescindible antes de pasar a estudiar en detalle la influencia de la posición de aguja sobre el flujo interno realizar una sencilla validación del modelo en su versión LES.

Para ello, se realizarán cuatro simulaciones a levantamiento máximo de aguja ($250 \mu m$), manteniendo fija la presión de inyección en 160 MPa y variando la contrapresión en cuatro valores diferentes (3, 5, 7 y 9 MPa). Estas condiciones de presión coinciden con aquellas empleadas en la validación del código en su versión RANS. De este modo, se dispone de resultados computacionales y experimentales para su comparación.

El uso de métodos LES implica la resolución de las escalas turbulentas de igual o mayor tamaño que el tamaño de cada celda y el modelado de las escalas más pequeñas. Por esta razón resulta interesante utilizar el menor tamaño de celda posible, valorando en todo momento su posible coste computacional. Teniendo en cuenta esta limitación, se empleará para el mallado de la tobera un tamaño de celda en el orificio que varía de $0.6 \mu m$ en las proximidades de la pared hasta $3 \mu m$ ($D_s/56.67$) en el núcleo del orificio. Para el resto del volumen de la tobera (saco, asiento, etc.) se utilizará un tamaño de celda de $8 \mu m$. Estos valores de tamaño de celda han dado lugar a una malla de aproximadamente 2000000 de celdas, con un coste computacional asociado para simular 100 μs de 90 días con 30 procesadores en paralelo en el supercomputador Tirant. Este supercomputador perteneciente a la Red Española de Supercomputación, está formado por 256 ordenadores blade JS20 de IBM, cada uno de ellos con 2 procesadores PowerPC 970+ y 4 GB de memoria RAM.

Una de las etapas más críticas a la hora de configurar simulaciones de tipo LES es sin duda la correcta elección de las condiciones de contorno, especialmente la condición de entrada [3, 4]. La configuración de esta condición de contorno en este tipo de simulaciones supone en la mayoría de los casos un problema de gran complejidad, ya que el comportamiento del fluido dentro del dominio simulado puede estar determinado en gran parte por la condición de contorno de entrada. Idealmente el flujo de entrada debe incluir una componente variable estocástica, de tal manera que las estructuras del flujo introducidas sean capaces de actuar como la propia turbulencia y reprodu-

cir los niveles de turbulencia correctos con sus correspondientes variaciones temporales y espaciales de velocidad [5].

Sin embargo, en algunos casos la turbulencia en la entrada no tiene efectos importantes en el desarrollo del flujo aguas abajo. Éste es el caso de la tobera multiorificio simulada, en la que se han evaluado tres condiciones de contorno de entrada diferentes: un valor de presión constante, un valor de presión con un cierto ruido aleatorio [6, 7] y una canal previo que permite generar un cierto nivel de turbulencia en el flujo, para ser posteriormente introducidas en la geometría real como condición de entrada [5]. Este último caso puede verse en la Figura 6.1.

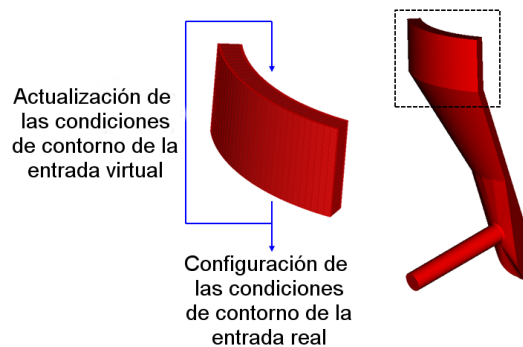


Figura 6.1: Esquema representativo del funcionamiento de la condición de contorno de entrada con canal previo.

La comparación de los resultados de estas tres condiciones de contorno no muestran diferencias significativas en términos de características del flujo y de aparición de la cavitación. Este hecho viene propiciado por las bajas velocidades del combustible en la sección de entrada de la tobera, que provoca que a pesar de introducir artificialmente cierta turbulencia acabe por extinguirse mucho antes de atravesar el punto de cierre de la aguja contra la pared de la tobera. Sin embargo, sí se obtienen grandes diferencias atendiendo al coste computacional. Así, la utilización de un canal previo para obtener condiciones de entrada más realistas o la introducción de un pequeño ruido aleatorio provoca un incremento notable del tiempo necesario para finalizar la simulación. Por estas razones, en este estudio se ha optado por mantener una condición de presión fija en la sección de entrada de la tobera.

Para llevar a cabo la validación del modelo, se han calculado para cada condición de presión los valores de gasto másico y velocidad efectiva en la sección de salida. Al contrario de lo que ocurría aplicando técnicas RANS, y

tal como puede verse en la Figura 6.2, las propiedades del flujo en simulaciones LES varían ligeramente con el tiempo. Estas fluctuaciones, que se deben a la resolución de las escalas turbulentas, obligan a realizar un promedio temporal para obtener un valor representativo. Con este fin, se han promediado las características del flujo a la salida durante un tiempo equivalente a quince veces el tiempo necesario para que una partícula de fluido recorra el orificio de descarga.

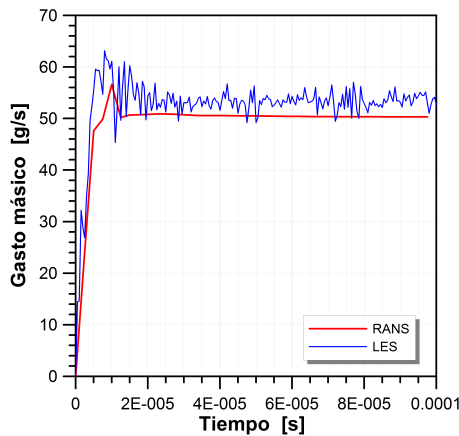


Figura 6.2: Evolución del gasto másico con el tiempo para la simulación $P_i = 160 \text{ MPa} - P_b = 5 \text{ MPa}$ en una simulación RANS y LES.

La Figura 6.3 recoge los resultados obtenidos experimentalmente junto con los valores procedentes del código en su vertiente RANS y LES. A la vista de las gráficas de gasto másico y velocidad efectiva, queda claro que ambas versiones del modelo muestran las mismas tendencias de comportamiento. Tanto para los resultados experimentales como computacionales, el gasto másico permanece colapsado por el desarrollo de la cavitación. Además, debido a la reducción de la pérdidas por fricción y de la disminución de la sección de paso efectiva, la velocidad efectiva aumenta.

Si bien las tendencias mostradas por los resultados experimentales y computacionales son similares, existen diferencias entre los valores obtenidos mediante métodos RANS y LES. Para todas las condiciones de presión, el empleo de Large Eddy Simulation proporciona mayores valores de gasto másico y menores valores de velocidad efectiva que los obtenidos mediante métodos RANS. En concreto, esta desviación se sitúa en torno al 6 % para la cantidad de combustible inyectada y de un 7 % para la velocidad de salida del combustible.

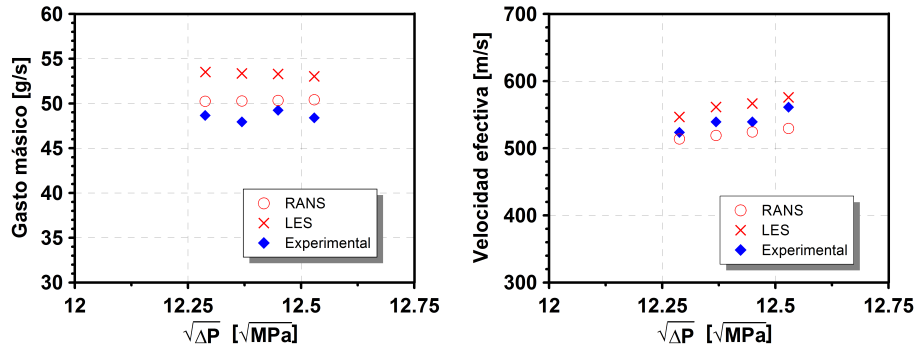


Figura 6.3: Comparación de los resultados experimentales frente a los resultados proporcionados por el modelo en su versión RANS y LES.

Comparando de manera análoga los valores proporcionados por el código aplicando técnicas LES con los resultados experimentales, las diferencias aumentan en el caso del gasto másico. Si bien los resultados del modelo RANS ya sobreestimaban los valores obtenidos experimentalmente, la utilización de técnicas LES aumenta ligeramente esta desviación, situándose en torno al 10%. Respecto a la velocidad efectiva de inyección, los valores predichos por el código en su versión LES se sitúan entre los valores experimentales y los del modelo en su versión RANS. Por ello la desviación entre resultados computacionales y experimentales al aplicar Large Eddy Simulation se reduce del 7% al 4%.

Otro de los parámetros interesantes a la hora de comparar los resultados proporcionados por el código aplicando distintas técnicas en el modelado de la turbulencia es la aparición de la cavitación. Por esta razón se ha representado en la Figura 6.4 la fase vapor promedio y la desviación típica en siete secciones del orificio para el caso $P_i = 160$ MPa - $P_b = 5$ MPa. En dicha figura, se puede comprobar como la cavitación en ambos casos se inicia en el radio de acuerdo de entrada y se desarrolla a lo largo de la pared superior del orificio. También en ambos casos la intensidad de la cavitación disminuye a medida que avanza hacia la cámara de descarga y acaba ocupando parte de la sección central del orificio en las cercanías de la sección de salida. Sin embargo, tal y como puede observarse en las imágenes correspondientes a la desviación típica, la utilización de un modelo RANS proporciona un campo de cavitación completamente estable sin variaciones temporales, mientras que la utilización de métodos LES permite comprobar el marcado carácter transitorio del fenómeno de la cavitación. Precisamente a partir de los valores de desviación típica obtenidos mediante Large Eddy Simulation, se puede establecer

que la apariencia de la cavitación que se encuentra en la zona próxima a la entrada del orificio no sufre apenas variaciones con el tiempo ya que la desviación típica en esta parte del orificio es prácticamente nula. A medida que se aleja de la entrada del orificio, los valores de desviación típica de la fase vapor aumentan, acentuando su carácter transitorio y, por tanto, dando lugar a grandes variaciones temporales de la cavitación.

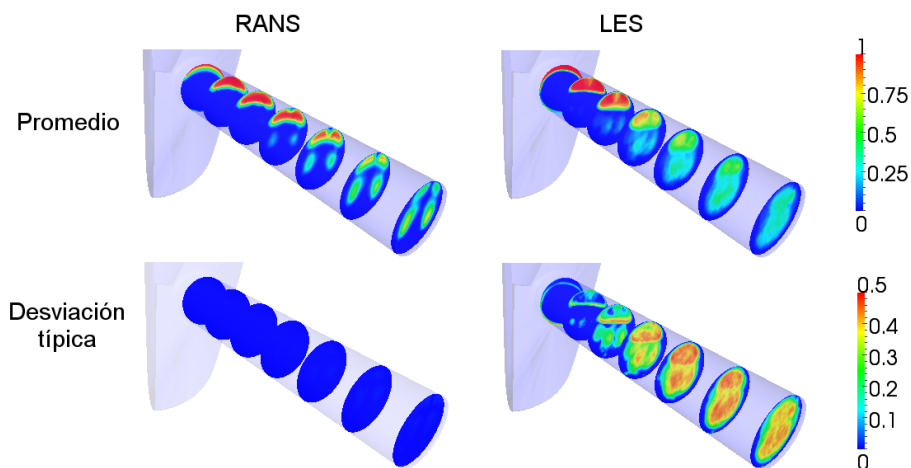


Figura 6.4: Comparación de la fase vapor promedio y de la desviación típica proporcionadas por el modelo en su versión RANS y LES.

A la vista de los resultados obtenidos y, teniendo en cuenta la dificultad que supone el modelado de flujos cavitantes y las incertidumbre propias de las herramientas experimentales empleadas, se puede afirmar que el modelo en su versión LES es igualmente capaz de predecir el comportamiento del flujo con suficiente grado de precisión.

Una vez comprobado el potencial del código introduciendo los efectos de la turbulencia mediante métodos LES, se estudiará la influencia que presenta la posición de la aguja sobre el flujo interno. Este estudio comprenderá la simulación de seis geometrías que reproducen distintos levantamientos de aguja: 10, 30, 50, 75, 100 y 250 μm .

6.3. Desarrollo del flujo interno y aspecto de la cavitación

El empleo de una presión de inyección elevada (160 MPa) junto con la utilización de una tobera con orificios de descarga cilíndricos favorecen el cambio

de fase del combustible debido al fenómeno de la cavitación. En la Figura 6.5, se ha representado la fase vapor de combustible a través de isosuperficies de $\gamma = 0.3$ (ver ecuación 4.20) para diferentes instantes temporales y a levantamiento máximo de aguja. Como puede apreciarse en dicha figura, la cavitación es un fenómeno transitorio, variando su apariencia con el paso del tiempo. No obstante, a pesar de ser un fenómeno transitorio, la fase vapor siempre tiene su origen en el radio de acuerdo superior de la entrada del orificio. A partir de esta zona de la tobera, la fase vapor se extiende a lo largo del orificio ocupando la parte superior del mismo hasta alcanzar la sección de salida.

La fase vapor desarrollada para las simulaciones con un levantamiento de 100 y 75 μm tiene una apariencia similar. Para levantamientos menores de 75 μm sigue apareciendo vapor en el orificio, aunque también en el asiento de la aguja. Este hecho concuerda con la apariencia obtenida mediante técnicas RANS en el capítulo 5. Como ejemplo de ello, la Figura 6.6 muestra la evolución de la cavitación mediante isosuperficies de $\gamma = 0.3$ para el caso de 30 μm . En este caso, representativo de las simulaciones cuyo levantamiento se encuentra entre 75 y 20 μm , la cavitación se genera en la zona de cierre de la aguja contra la pared de la tobera, aguas arriba del orificio. Este vapor alcanza el orificio y debido a la dirección del flujo entra por la zona central e inferior. La cantidad de combustible que cambia de fase aumenta cuando éste entra en el orificio como consecuencia del cambio de dirección del fluido. Sin embargo, a diferencia de los casos con levantamientos mayores de 50 μm , el fluido entra por la parte inferior del orificio, provocando la cavitación en el radio de acuerdo de entrada inferior.

Tal y como ya se estableció en el capítulo anterior, las diferencias encontradas en la apariencia de la cavitación son consecuencia del cambio de geometría asociado a la posición de la aguja. Este cambio de posición modifica por completo la evolución de la presión dentro de la tobera, y por tanto, la dirección del fluido.

Como se recoge en la Figura 6.7, para grandes levantamientos, la presión se mantiene prácticamente constante a lo largo de la tobera hasta alcanzar el orificio. A medida que la aguja desciende, el área de paso para el combustible entre la aguja y la pared de la tobera se reduce. Este hecho provoca una caída de presión cada vez mayor, que para levantamientos menores de 75 μm es suficiente para provocar la aparición de la cavitación en el asiento de la tobera. Consecuentemente, el combustible experimentará un aumento considerable de la velocidad que provoca su entrada en el orificio preferentemente desde su parte central e inferior.

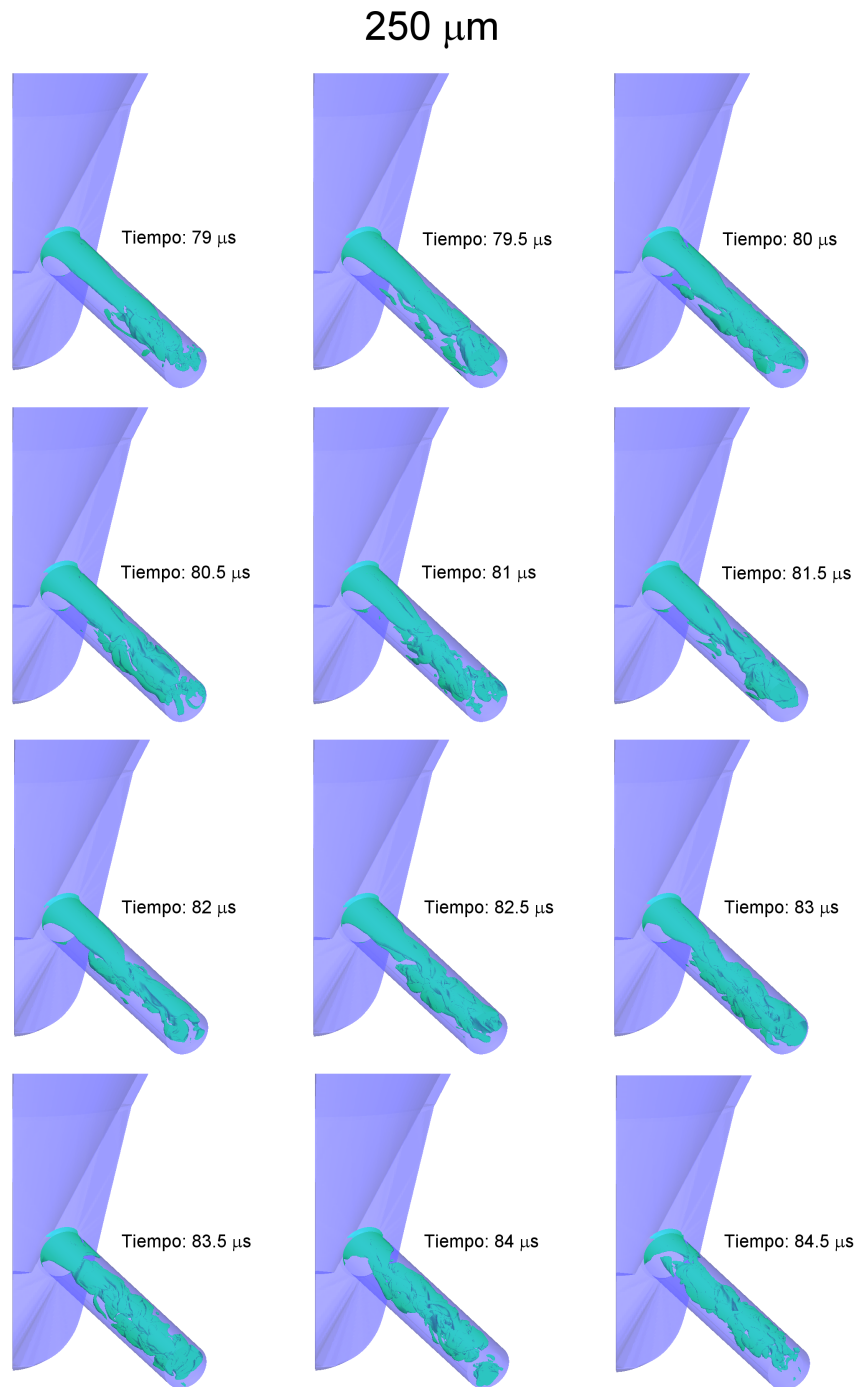


Figura 6.5: Evolución en el tiempo de isosuperficies de $\gamma = 0.3$ para un levantamiento de aguja de $250 \mu\text{m}$.

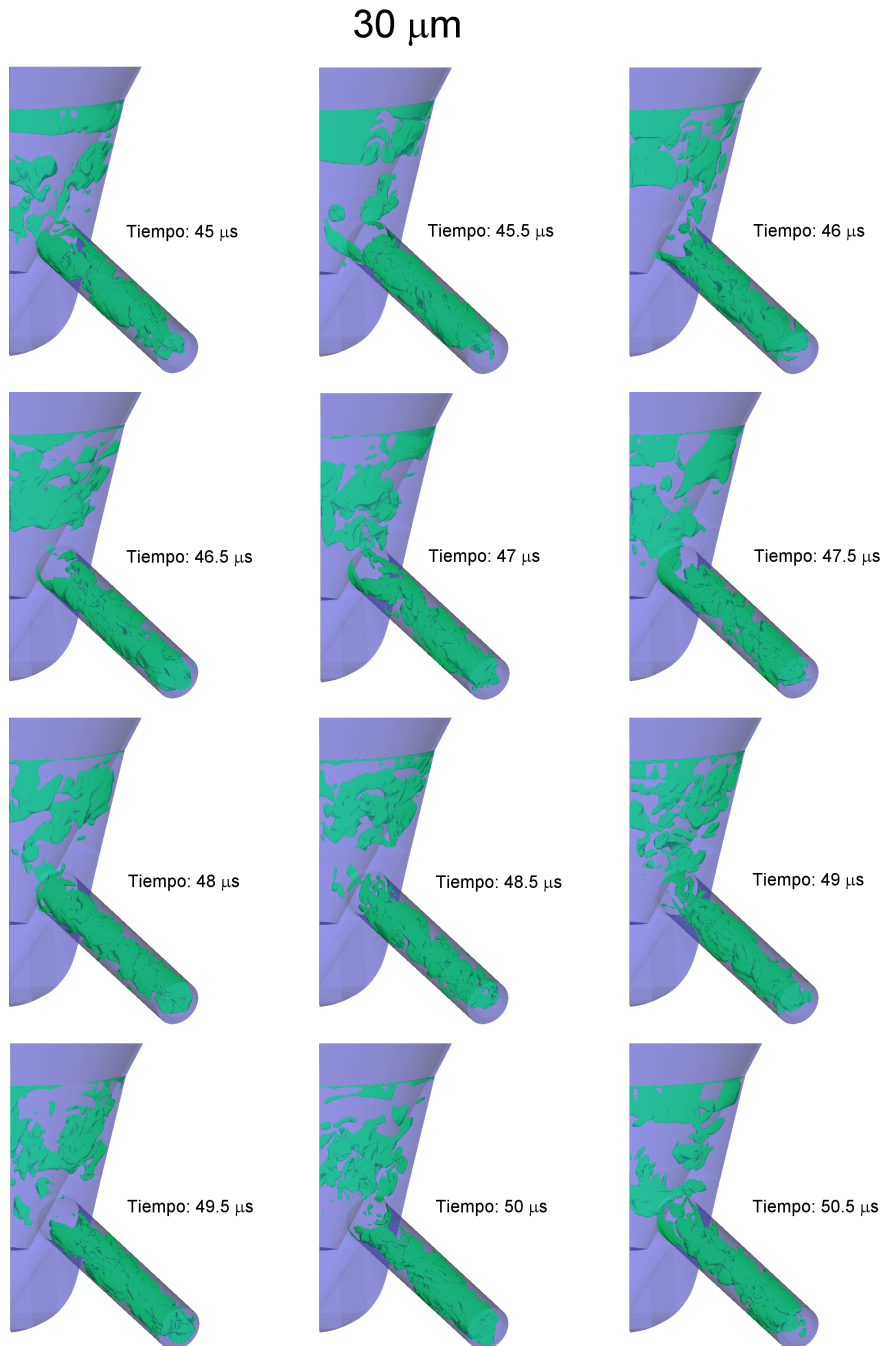


Figura 6.6: Evolución en el tiempo de isosuperficies de $\gamma = 0.3$ para un levantamiento de aguja de $30 \mu\text{m}$.

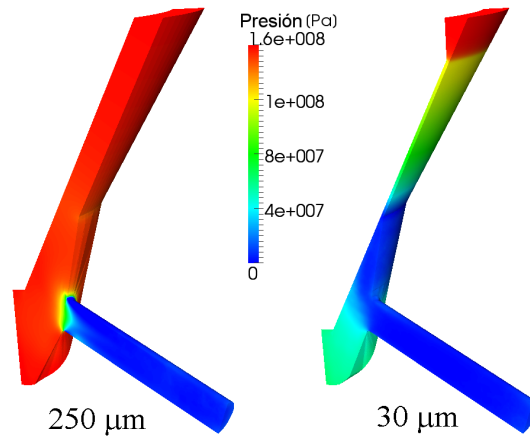


Figura 6.7: Campo de presión para levantamientos de $250 \mu\text{m}$ (izquierda) y $30 \mu\text{m}$ (derecha).

Atendiendo a este cambio de dirección del fluido en el interior de la tobera, la Figura 6.8 muestra la trayectoria del combustible en función de la posición de la aguja, a través de líneas de corriente superpuestas sobre la distribución de velocidad en el plano medio de la tobera. Gracias a ella, se puede confirmar las diferencias de comportamiento establecidas sobre el diferente comportamiento del flujo interno entre levantamientos relativamente pequeños ($<75 \mu\text{m}$) y considerablemente grandes ($\geq 75 \mu\text{m}$).

Otra forma interesante de analizar el desarrollo de la cavitación es mediante secciones transversales en el orificio. De esta forma se puede estudiar la distribución e intensidad del vapor generado a lo largo de todo el orificio. Como muestra de ello, la Figura 6.9 recoge el aspecto de la cavitación en siete secciones transversales equidistantes a lo largo del orificio para los levantamientos de $10, 30, 50, 75$ y $250 \mu\text{m}$. Junto a ellos, se incluye además una vista general de la cavitación en la tobera, de manera que se puede fácilmente comprobar qué zonas presentan combustible en fase vapor.

Centrando la atención en el orificio de descarga, se puede establecer que la intensidad de la cavitación en la zona cercana al radio de acuerdo superior disminuye a medida que la aguja desciende. La reducción de sección de paso en la zona de cierre a medida que desciende la aguja provoca una caída de presión en dicha zona que cambia la dirección principal del flujo. Este cambio de dirección favorece la entrada de combustible en el orificio por la parte central e inferior, reduciendo así el cambio brusco de dirección que sufre el flujo para entrar al orificio que se produce para levantamientos grandes.

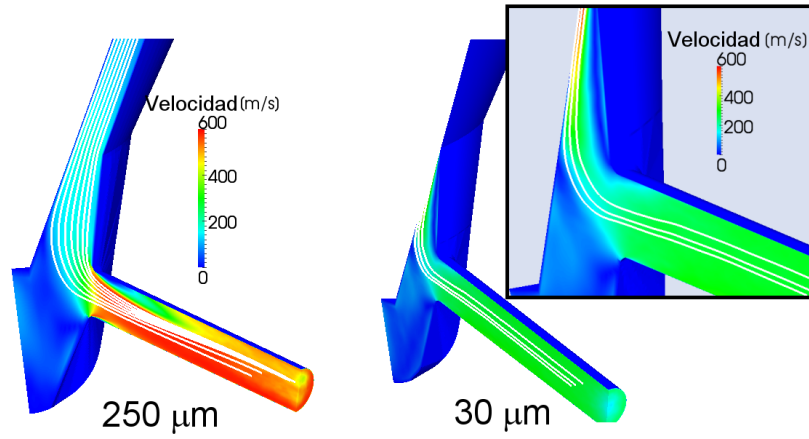


Figura 6.8: Campo de velocidad y líneas de corriente para levantamientos de 250 μm (izquierda) y 30 μm (derecha).

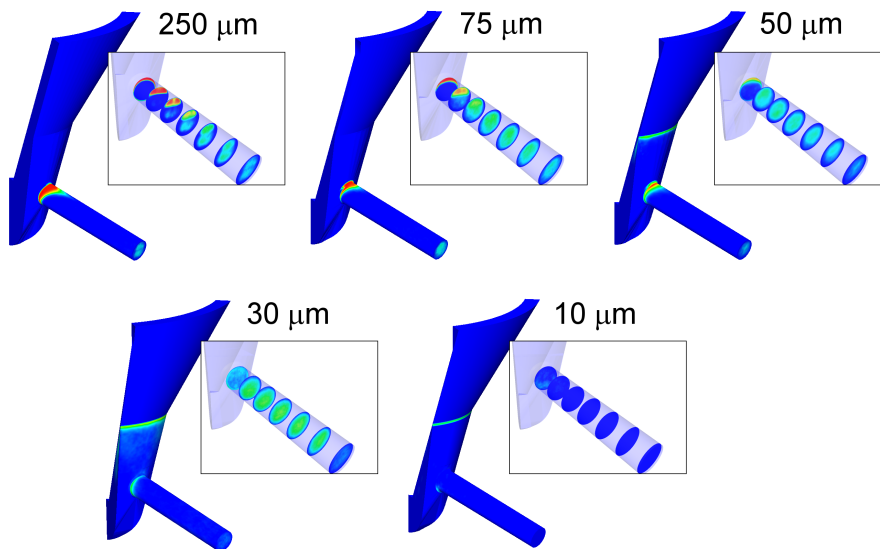


Figura 6.9: Aspecto de la cavitación para levantamientos de 10, 30, 50, 75 y 250 μm .

Otro de los aspectos importantes a destacar a la vista de la Figura 6.9 es la casi inexistencia de vapor en el orificio para el levantamiento de $10 \mu m$. Es tal la reducción de sección producida en el asiento de la aguja, que el fluido es incapaz de recuperar su presión hasta valores que puedan ser suficientemente altos para provocar el cambio de fase de gran cantidad de combustible en el radio de acuerdo inferior.

6.4. Características del flujo a la salida de la tobera

Tal y como se vio en el capítulo anterior, no sólo la apariencia de la cavitación sufre importantes cambios en función de la posición de la aguja. De ella dependerán también en gran medida las características del combustible a la salida de la tobera y, por tanto, las condiciones iniciales del chorro [8-10].

Obviamente, el área disponible para el paso de combustible en el asiento de la aguja aumenta a medida que ésta asciende. Por ello, la cantidad de combustible inyectada es mayor cuanto mayor sea el levantamiento de aguja. Este hecho se puede observar en la gráfica izquierda de la Figura 6.10, dónde se ha representado el gasto másico promedio en función del levantamiento de aguja para las seis simulaciones calculadas mediante Large Eddy Simulation. En ella se aprecia un aumento del gasto másico prácticamente constante para levantamientos entre 20 y $50 \mu m$. A partir de esta última posición, la pendiente disminuye hasta alcanzar un levantamiento de $100 \mu m$, punto en el que se alcanza el gasto másico máximo para las condiciones de presión simuladas ($P_i = 160 \text{ MPa}$ - $P_b = 9 \text{ MPa}$). Si bien en la Figura 6.10 este levantamiento ($100 \mu m$) corresponde con la posición de la aguja a partir de la cual no se producirá apenas variación de la cantidad de combustible inyectada, cabe la posibilidad de que en realidad se encuentre para un levantamiento ligeramente inferior (entre 75 y $100 \mu m$). Sin embargo, este hecho no ha sido analizado con mayor detenimiento debido al alto coste computacional que supondría realizar simulaciones adicionales aplicando Large Eddy Simulation.

Adimensionalizando estos mismos valores en base a su valor máximo alcanzado para un levantamiento de $250 \mu m$, se pueden extraer conclusiones igualmente interesantes. Como puede verse en la gráfica derecha de la Figura 6.10, la posición de la aguja deja de tener influencia sobre las características del flujo a partir de un levantamiento cercano al 40% del levantamiento máximo. Del mismo modo, cabe resaltar el hecho de que para un levantamiento de aguja de aproximadamente un 20% del máximo, la tobera esté inyectando un 72% del combustible máximo que puede inyectar en las condiciones de presión simuladas.

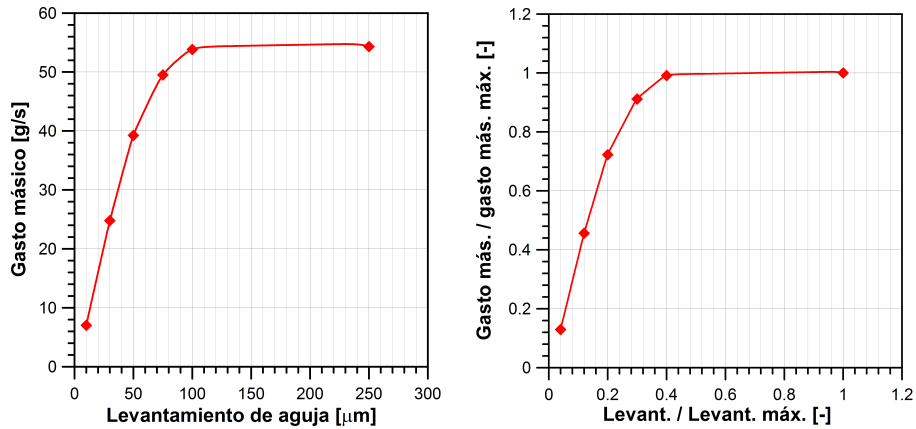


Figura 6.10: Gasto másico en función del levantamiento de aguja: valores reales (izquierda) y adimensionalizados (derecha).

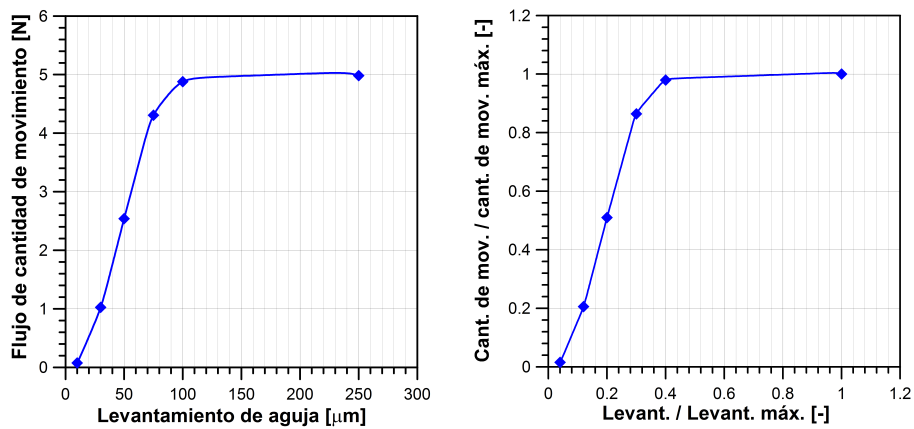


Figura 6.11: Flujo de cantidad de movimiento en función del levantamiento de aguja: valores reales (izquierda) y adimensionalizados (derecha).

Respecto a la evolución del flujo de cantidad de movimiento en la sección de salida de la tobera, la tendencia del combustible es similar a la vista para el gasto másico en la Figura 6.10. De hecho, como puede apreciarse en la Figura 6.11, el flujo de cantidad de movimiento aumenta con el levantamiento de aguja hasta que ésta alcanza aproximadamente las $100 \mu\text{m}$. A partir de este punto, los valores de este parámetro permanecen constantes con un valor cercano a los 5 N. Atendiendo a los valores adimensionalizados, se puede observar de nuevo como para un levantamiento relativamente pequeño en comparación con su máximo (30%) la fuerza de salida del combustible está cerca de alcanzar el máximo valor posible (86%).

Por último, en cuanto a la velocidad efectiva de inyección, al ser calculada a partir de los valores de flujo de cantidad de movimiento y de gasto másico, presenta un comportamiento similar a éstos (ver Figura 6.12). Así, desde las primeras etapas de apertura ($10\text{-}30 \mu\text{m}$), el combustible alcanza velocidades de hasta 387 m/s , valor que se sitúa en un 70% de la velocidad alcanzada en condiciones de levantamiento máximo. Además, al igual que para el resto de parámetros, durante las últimas $150 \mu\text{m}$ la aguja deja prácticamente de tener influencia sobre la velocidad del combustible, lo que supone un 60% del recorrido total de la aguja.

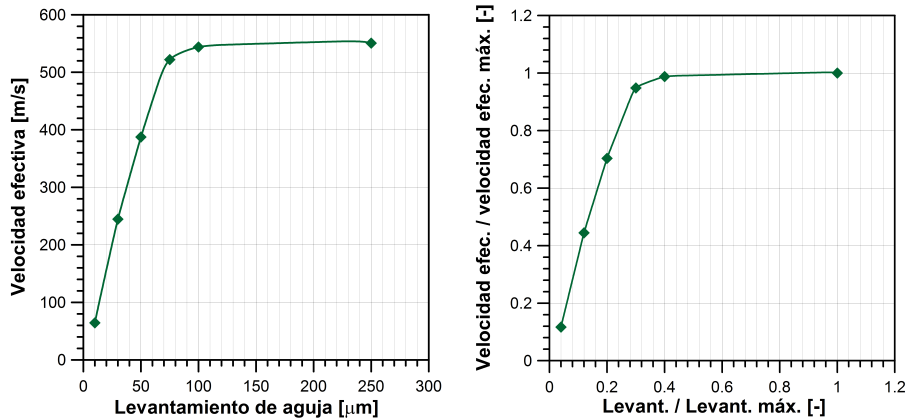


Figura 6.12: Velocidad efectiva en función del levantamiento de aguja: valores reales (izquierda) y adimensionalizados (derecha).

6.5. Desarrollo de la turbulencia

Las elevadas velocidades alcanzadas por el combustible en el interior de las toberas de inyección favorecen la existencia de un régimen turbulento pa-

ra una gran cantidad de condiciones de funcionamiento típicas de un motor Diesel. De hecho, considerando condiciones de presión $P_i = 160$ MPa - $P_b = 9$ MPa, el número de Reynolds se sitúa en torno a 9500 para condiciones de levantamiento máximo de aguja.

A pesar de que el uso de técnicas LES supone un aumento considerable de la precisión del código a la hora de predecir el comportamiento del combustible en comparación con las simulaciones de tipo RANS, su elevado coste computacional podría cuestionar la aplicación de este tipo de métodos. Sin embargo, tal y como se verá a lo largo del presente apartado, el estudio del flujo interno mediante Large Eddy Simulation resulta indispensable para analizar en profundidad la influencia de la posición de la aguja en el desarrollo de la turbulencia y la posible interacción entre el fenómeno de la cavitación y la propia turbulencia.

6.5.1. Vorticidad del flujo

A la hora de analizar el desarrollo de la turbulencia en el interior de las toberas de inyección existen varios parámetros de gran utilidad, como por ejemplo la energía cinética turbulenta (utilizada en el capítulo 5). Otro de los parámetros más frecuentes en el estudio del flujo turbulento es la vorticidad, definida como:

$$\omega = |\nabla \times \bar{u}| \quad (6.1)$$

Precisamente en la Figuras 6.13, 6.14 y 6.15 se ha representado la vorticidad del fluido y la fase vapor para tres levantamientos distintos: 250, 75 y 30 μm . Para cada uno de estos levantamientos, se han representado ambas variables en el plano medio de la tobera en tres instantes temporales diferentes, separados entre sí 0.5 μs .

En condiciones de levantamiento máximo de aguja, la vorticidad del combustible es prácticamente nula hasta que alcanza el orificio. Una vez dentro del orificio, los valores más altos de vorticidad se sitúan en la parte superior. Tal y como se puede apreciar en las imágenes inferiores de la Figura 6.13, es precisamente en esta misma zona del orificio donde se encuentra el combustible en fase vapor debido a la cavitación que se produce en el radio de acuerdo superior.

A medida que desciende la aguja, se experimenta un importante aumento de la vorticidad aguas arriba del orificio (ver Figura 6.14). Inicialmente, la zona cercana a la pared de la aguja es la que presenta los valores más altos, mientras que el combustible más cercano a la pared de la tobera sigue

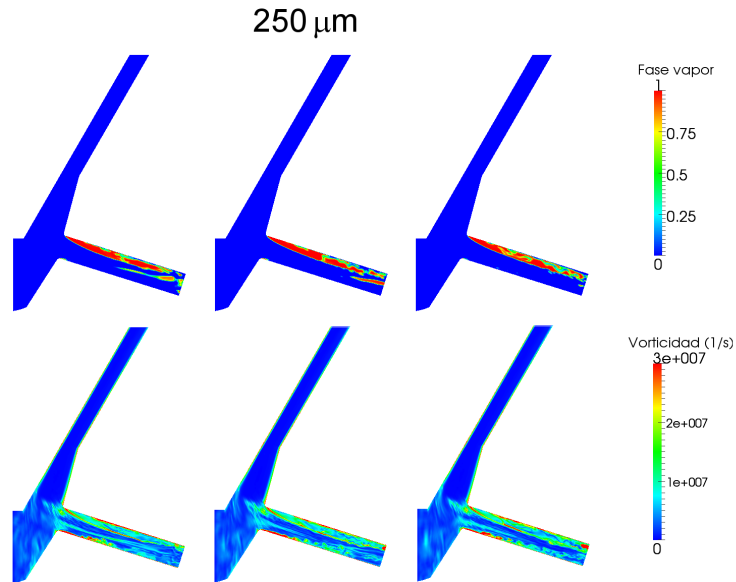


Figura 6.13: Fase vapor y vorticidad en el plano medio de la tobera para distintos instantes temporales para un levantamiento de 250 μm .

presentando valores prácticamente nulos de vorticidad. Si la aguja continúa descendiendo hasta levantamientos considerablemente pequeños, como por ejemplo 30 μm (Figura 6.15), la zona donde se registran los máximos niveles de vorticidad se extiende a la totalidad del espacio disponible entre la pared de la aguja y la tobera. Este hecho, que va acompañado también de un aumento de los valores máximos presentes en esa zona, está claramente relacionado con el aumento de la intensidad de la cavitación que se produce en el asiento de la aguja a medida que ésta descende.

Esta relación entre vorticidad y cavitación se confirma atendiendo a su evolución en el orificio. Si para altos levantamientos los máximos niveles de turbulencia se encuentran en la zona superior del orificio, para levantamientos como 50 o 30 μm esta región se extiende hacia la zona central e inferior, acorde con el desarrollo de la cavitación. No obstante, el incremento de la vorticidad del fluido no viene siempre de la mano del fenómeno de la cavitación. Un ejemplo de ello es la evolución de la vorticidad que se produce en el saco de la tobera. Para ninguna posición existe un cambio de fase del combustible en el saco, y tal y como se puede apreciar en las Figuras 6.13, 6.14 y 6.15, los valores de vorticidad en esta zona aumentan notablemente con el descenso de la aguja. Este fenómeno está provocado por el cambio de dirección que sufre

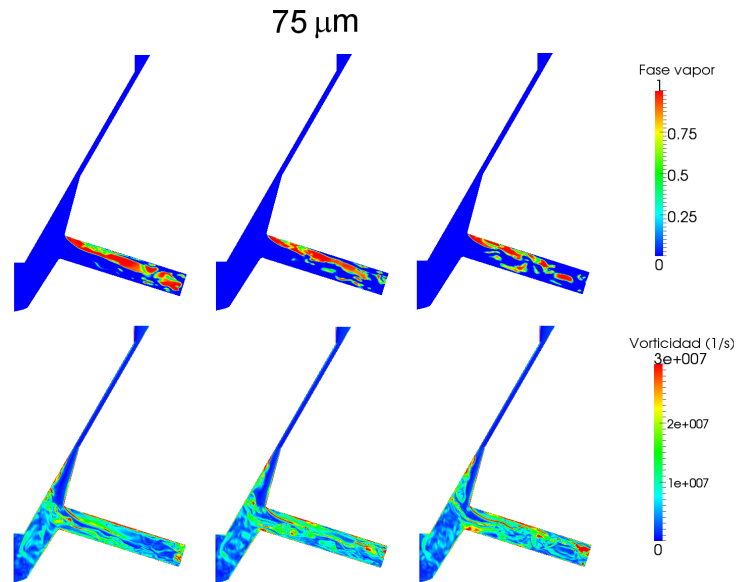


Figura 6.14: Fase vapor y vorticidad en el plano medio de la tobera para distintos instantes temporales para un levantamiento de $75 \mu\text{m}$.

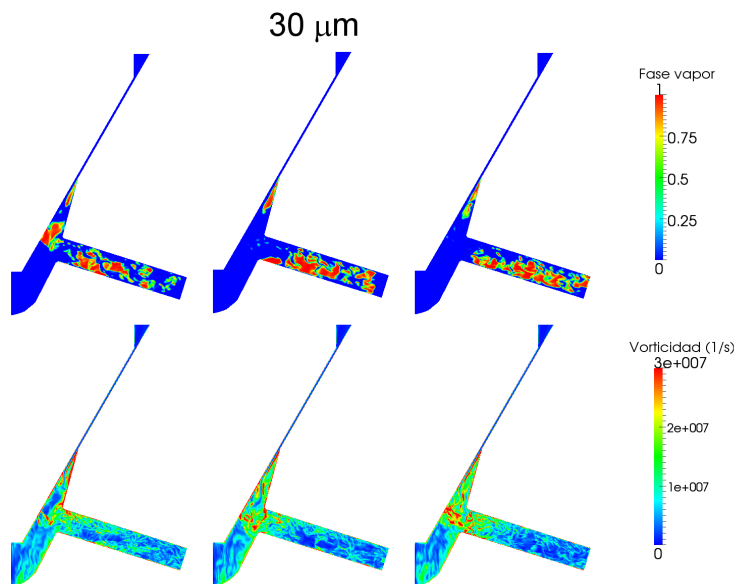


Figura 6.15: Fase vapor y vorticidad en el plano medio de la tobera para distintos instantes temporales para un levantamiento de $30 \mu\text{m}$.

el fluido antes de entrar en el orificio. A medida que se reduce la sección de paso en la zona de cierre de la aguja, el combustible aumenta su velocidad y tiende a aproximarse más al saco antes de entrar en el orificio, aumentando así la actividad existente en esta zona.

6.5.2. Interacción cavitación-turbulencia

El cambio de dirección del fluido y la reducción del área de paso que se producen con la entrada del combustible al orificio favorecen el desarrollo de la turbulencia y, con ello, la aparición de vórtices y remolinos en el interior de la tobera.

Como muestra de ello, en la Figura 6.16 se han representado líneas de corriente coloreadas según la velocidad del fluido para un levantamiento de $250\ \mu\text{m}$. Estas líneas se extienden desde la sección donde se define la condición de contorno de entrada hasta la sección de salida. En este caso, las líneas de corriente permiten observar la formación de dos remolinos de gran tamaño entre el asiento y el saco de la tobera, justo en las inmediaciones de la entrada al orificio. La imagen frontal ampliada de la tobera facilita la visualización de estos dos vórtices, que tienen una gran influencia en la distribución de la fase vapor. Esta influencia es especialmente notable en la zona del orificio más cercana a su entrada.

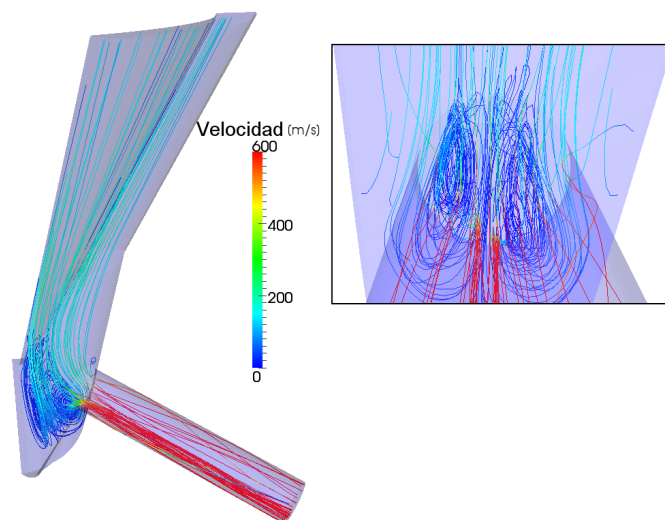


Figura 6.16: Desarrollo de las líneas de corriente en el saco de la tobera para un levantamiento de $250\ \mu\text{m}$.

Analizando detenidamente la apariencia de la cavitación en la zona cercana a la sección de entrada del orificio (ver Figura 6.17), se puede apreciar que la cavitación que se desarrolla desde el radio de acuerdo hacia la salida está claramente dividida horizontalmente en dos núcleos. Por otra parte si se representan los vectores velocidad en una de estas secciones donde la cavitación está dividida en dos partes puede observarse la formación de una pareja de vórtices de sentido de giro opuesto, uno de ellos en la parte derecha del orificio y otro en la parte izquierda. Este hecho, observado también por Masuda et al. [11] justifica la separación del combustible en fase vapor en dos regiones.

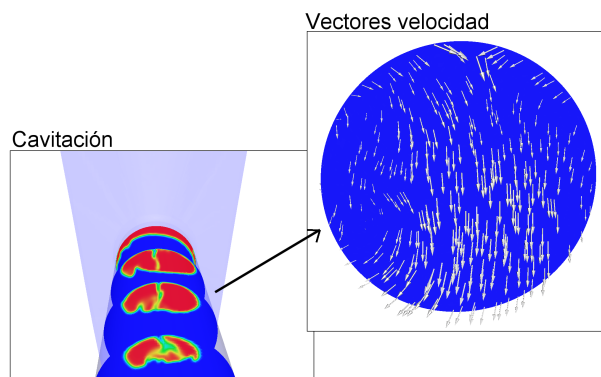


Figura 6.17: Vectores velocidad representados en una sección transversal del orificio.

A la vista de los resultados anteriores, la turbulencia desarrollada en el interior de la tobera influye notablemente en la apariencia de la fase vapor. Sin embargo, tal y como explicamos en el artículo "Computational study of the cavitation phenomenon and its interaction with the turbulence developed in diesel injector nozzles by Large Eddy Simulation (LES)" [12] publicado en la revista "Mathematical and Computer Modelling", existe una cierta interacción o interdependencia entre ambos fenómenos, puesto que la cavitación favorece el desarrollo de la turbulencia. Esta conclusión, a la que llegaron experimentalmente F. Payri et al. [13] y Desantes et al. [9] y que también pudo demostrarse computacionalmente en el capítulo 5 de la presente Tesis, puede corroborarse analizando la vorticidad en el interior del orificio.

Como ejemplo de ello, la Figura 6.18 muestra dos imágenes similares en las que se han representado la cavitación y la vorticidad para diferentes secciones transversales del orificio para el caso de $250 \mu m$. Comparando cada una de las secciones representadas en cada imagen, se puede establecer que la zona

cavitante presenta valores más altos de vorticidad, y que es en la frontera entre el combustible líquido y el combustible en fase vapor donde se alcanzan los máximos valores. Este hecho, es consecuencia de los elevados gradientes de presión y densidad que se dan en la interfase.

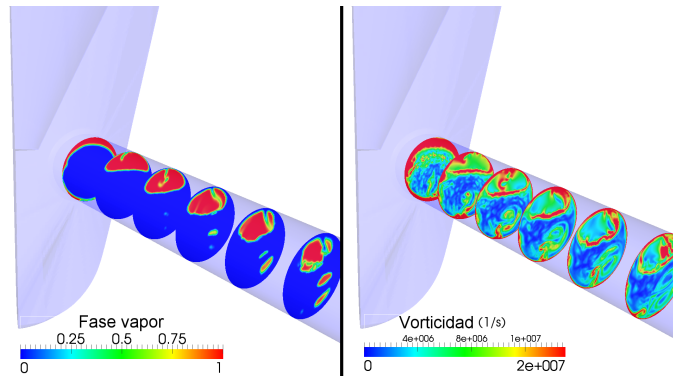


Figura 6.18: Aspecto de la cavitación (izquierda) y vorticidad (derecha) para distintas secciones transversales del orificio de la tobera.

6.5.3. Estructuras turbulentas

Gracias al análisis realizado en los anteriores apartados, se ha podido constatar la formación de vórtices como consecuencia de las altas velocidades y de los cambios de sección y dirección que sufre el combustible en la tobera. Además, se ha comprobado como el fenómeno de la cavitación favorece el desarrollo de la turbulencia y, como esta última a su vez, repercute sobre el aspecto de la cavitación. Para completar este estudio conviene analizar la formación de estructuras turbulentas y caracterizar su evolución en el interior de la tobera.

Uno de los criterios más extendidos para la identificación de estructuras turbulentas es aquel que utiliza el segundo invariante de la velocidad [14, 15], conocido como Q (ver ecuación 6.2). A través de este criterio se pueden determinar aquellas estructuras del flujo dominadas por una fuerte componente de rotación.

$$Q = \omega^2 - \nabla \bar{u} \cdot \nabla \bar{u} \quad (6.2)$$

La Figura 6.19 muestra las estructuras turbulentas predichas por el código para tres levantamientos de aguja distintos (10, 30 y 250 μm), a través de

isosuperficies de $Q > 1.53 \cdot 10^{15} s^{-2}$ coloreadas por velocidad. Estas isosuperficies, representadas para la mitad derecha de la tobera, han sido marcadas con línea negra en el plano medio de la misma para facilitar su visualización.

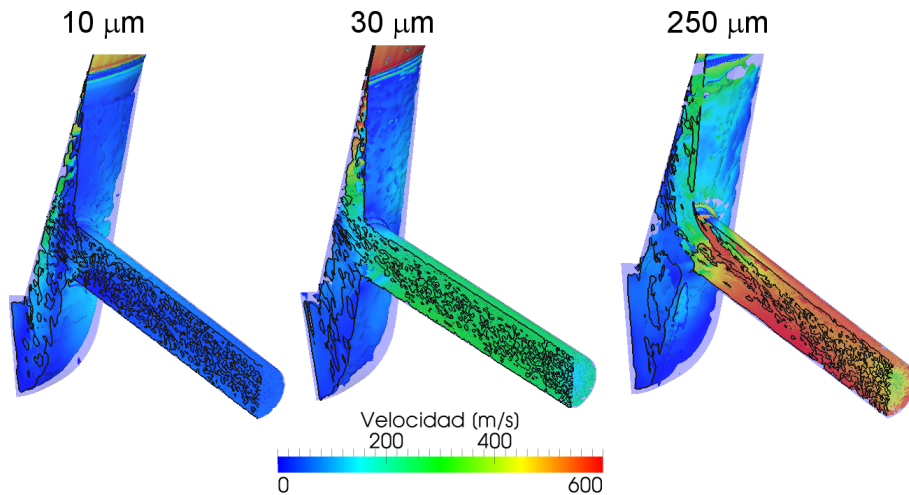


Figura 6.19: Estructuras turbulentas representadas a través de isosuperficies de $Q > 1.53 \cdot 10^{15} s^{-2}$ y coloreadas por velocidad.

A la vista de la imagen correspondiente a un levantamiento de $250 \mu m$, se aprecia como los vórtices que se encuentran en el saco y en la zona cercana al asiento de la aguja presentan un tamaño considerablemente mayor al compararlo con el tamaño de los remolinos presentes en el orificio. Así, mientras los remolinos aguas arriba del orificio presentan estructuras alargadas de gran tamaño, a medida que el flujo avanza se acorta su longitud y se acaban convirtiendo en diminutos remolinos cerca de la salida. Si bien el espacio disponible para el desarrollo de vórtices es claramente menor en el orificio que en el saco, esta disminución progresiva del tamaño de los remolinos para dar paso a remolinos de menor tamaño pero en mayor cantidad es consecuencia directa del desarrollo de la cavitación en el orificio.

Para posiciones de aguja más cercanas al cierre del inyector ($30 \mu m$), el tamaño de los remolinos se reduce en el asiento de la aguja, ya que el espacio disponible para su desarrollo es menor. Este hecho, potenciado por la cavitación del asiento favorece la existencia de remolinos de reducidas dimensiones en el saco y en la entrada del orificio. Por otra parte, el desarrollo de la cavitación en la parte central del orificio propicia que el flujo presente en esta zona esté dominado por pequeños remolinos que van dando lugar a remolinos de menor tamaño a medida que se aproximan a la salida de la tobera.

Finalmente, para un levantamiento de aguja muy próximo al cierre total del inyector ($10\ \mu\text{m}$), la tendencia mostrada anteriormente con el descenso de la aguja se acentúa, apareciendo remolinos de tamaño muy reducido desde el asiento de la aguja hasta la sección de salida del orificio. Únicamente los remolinos formados en el saco son de mayor tamaño, debido principalmente a la menor velocidad del flujo y, en menor medida, al aumento del espacio disponible para su desarrollo. Nótese que en este caso, y pesar de que la cavitación desarrollada en el orificio es prácticamente despreciable en comparación con los otros dos casos, la intensidad de la cavitación generada en el asiento de la aguja y el reducido espacio disponible para el paso del fluido en la zona del asiento es suficiente para generar remolinos diminutos a lo largo de todo el orificio.

Referencias

- [1] LINDAU, J., R. KUNZ, D. BOGER, D. STINEBRING y H. GIBELING. «High Reynolds number unsteady multiphase CFD modeling of cavitating flows». *J. Fluids Eng.* 124 (2002), págs. 607-616.
- [2] PIOMELLY, U. «Large-eddy simulation: achievements and challenges». *Progress in Aerospace Sciences* (1999), págs. 335-362.
- [3] TABOR, G. y M. BABA-AHMADI. «Inlet conditions for large eddy simulation: A review». *Computer and Fluids* 39 (2010), págs. 553-567.
- [4] PAYRI, R., J. GIMENO, P. MARTI-ALDARAVI y G. BRACHO. «Study of the influence of the inlet boundary conditions in a LES simulation of internal flow in a diesel injector». *Mathematical and Computer Modelling* (2011).
- [5] DE VILLIERS, E. «The Potential of Large Eddy Simulation for the Modeling of Wall Bounded Flows». Tesis doct. Imperial College of Science, Technology y Medicine, 2006.
- [6] SMIRNOV, A., S. SHI e I. CELIK. «Random flow generation technique for large eddy simulations and particle-dynamics modeling». *Transactions of the ASME-I-Journal of Fluids Engineering* 123.2 (2001), págs. 359-371.
- [7] LESIEUR, M. y col. «Coherent vortex dynamics in large eddy simulation of turbulence». *Journal of Turbulence* 4, 16 (2003).

- [8] LEE, J. y col. «Effect of piezo-driven and solenoid-driven needle opening of common-rail diesel injectors on internal nozzle flow and spray development». *International Journal of Engine Research* 7.6 (2006), págs. 489-502.
- [9] DESANTES, J., R. PAYRI, F. SALVADOR y J. DE LA MORENA. «Influence of cavitation phenomenon on primary break-up and spray behavior at stationary conditions». *Fuel* 89 (2010), págs. 3033-3041.
- [10] PAYRI, R., F. SALVADOR, J. GIMENO y J. DE LA MORENA. «Effects of nozzle geometry on direct injection diesel engine combustion process». *Applied thermal engineering* 29 (2009), págs. 2051-2060.
- [11] MASUDA, R., T. FUYUTO, M. NAGAOKA, E. VON BERG y R. TATSCHL. «Validation of diesel fuel spray and mixture formation from nozzle internal flow calculation». *SAE paper* (2005), págs. 01-2098.
- [12] SALVADOR, F., J. MARTÍNEZ-LÓPEZ, J.-V. ROMERO y M.-D. ROSELLÓ. «Computational study of the cavitation phenomenon and its interaction with the turbulence developed in diesel injector nozzles by Large Eddy Simulation (LES)». *Mathematical and Computer Modelling* (2011).
- [13] PAYRI, F., V. BERMÚDEZ, R. PAYRI y F. SALVADOR. «The influence of cavitation on the internal flow and the spray characteristics in diesel injection nozzles». *Fuel* 83 (2004), págs. 419-431.
- [14] LESIEUR, M., O. MÉTAIS y P. COMTE. *Large Eddy Simulation of turbulence*. Ed. por C. U. PRESS. 2005.
- [15] SAGAUT, P. *Large Eddy Simulation for incompressible flows*. Springer, Berlin, 2001.

Capítulo 7

Estudio del flujo interno mediante malla móvil

7.1. Introducción

En los capítulos 5 y 6 se ha realizado un estudio profundo acerca de la influencia del levantamiento de aguja sobre el flujo interno a través de simulaciones RANS y LES. Todas estas simulaciones se han llevado a cabo con geometrías creadas para distintas posiciones de la aguja, ya que el código empleado no permite simular el propio movimiento de la aguja para reproducir el proceso de apertura o cierre del inyector.

Esta limitación inicial del código ha sido subsanada gracias al desarrollo y modificación del modelo de cavitación implementado en OpenFOAM [1] aprovechando que se trata de un código abierto. Así, la nueva versión del código que se utilizará en el presente capítulo permitirá el movimiento de la malla durante una ejecución.

Atendiendo a esta nueva característica del código, se realizará un primer análisis para evaluar la influencia de los efectos dinámicos provocados por el movimiento de la aguja sobre el flujo interno. Para ello, se compararán los resultados obtenidos mediante simulaciones a levantamientos de aguja fijos con aquellos que proporciona la nueva versión del código con malla móvil. Posteriormente, se utilizará la nueva versión del código partiendo de condiciones de contorno proporcionadas por un modelo unidimensional del inyector creado en AMESim [2]. De esta forma, el proceso de inyección podrá ser estudiado

con un mayor nivel de realismo y ser comparado directamente con la tasa de inyección experimental.

7.2. Modificación del código implementado en OpenFOAM

Si bien los resultados proporcionados por el modelo de cavitación en orificios calibrados o toberas de inyección han sido gratamente satisfactorios, existe una limitación a la hora de abordar la influencia de la posición de la aguja: la imposibilidad de simular su propio movimiento.

Una de las características más atractivas de OpenFOAM es la posibilidad de modificar cualquier modelo implementado para adaptarlo a las particularidades de cada problema. En el caso concreto que nos ocupa, ha sido posible su modificación con el objetivo de permitir el movimiento de la malla durante una ejecución.

Resulta importante destacar la consecución de este logro no sólo por el hecho de considerar en el cálculo los efectos dinámicos que pueda inducir el movimiento de la aguja, sino porque además la nueva versión del código abre la posibilidad de simular todo el proceso de inyección. De esta forma, será posible obtener resultados para cualquier levantamiento en una única ejecución. Este hecho supone un ahorro considerable del coste computacional y del tiempo necesario para la creación y mallado de las geometrías. En este sentido, si para la ejecución de geometrías con levantamientos fijos era necesario crear y mallar una geometría para cada levantamiento a simular, para la versión del código con malla móvil se creará y mallará únicamente una geometría. Esta será deformada durante la ejecución para dar lugar a los diferentes levantamientos.

El algoritmo implementado en el modelo de cavitación permite desplazar cualquier región definida previamente en la geometría de acuerdo con una ley de velocidad determinada. Su desplazamiento horizontal y/o vertical se basa en la deformación de las celdas de la malla. Como ejemplo de ello, la Figura 7.1 muestra la evolución de la malla para distintos levantamientos obtenidos a partir del movimiento vertical de la regiones correspondientes a la pared de la aguja.

Atendiendo a la calidad de la malla, los instantes más críticos se corresponden con aquellos más cercanos al cierre de la aguja del inyector, puesto que las celdas están fuertemente deformadas. Obviamente, el cierre completo del inyector es imposible de conseguir, ya que el contacto entre dos superficies in-

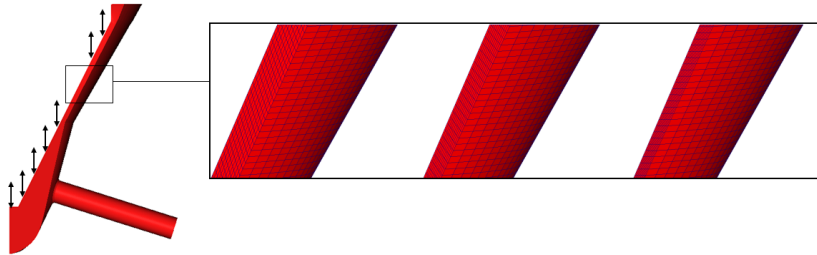


Figura 7.1: Deformación de la malla para distintas posiciones de la aguja.

duciría al colapso de celdas. Por todo ello, se limita el movimiento de la aguja a un levantamiento mínimo de $5 \mu m$.

Respecto a la configuración del movimiento de la aguja, éste se introduce en el modelo mediante un fichero de texto formado por dos columnas en las que se especifica la velocidad de la aguja para cada instante temporal. De esta forma, se pueden introducir leyes de levantamiento sencillas para simular el proceso de apertura a una velocidad constante y leyes de levantamiento complejas que simulen múltiples inyecciones en las que la aguja se encuentra abriendo y cerrando el inyector de forma continua.

7.3. Estudio comparativo de las características del flujo interno mediante simulaciones estacionarias y transitorias

Si bien la introducción de los efectos provocados por el movimiento de la aguja sugiere una importante mejora del código, resulta especialmente interesante evaluar las diferencias de los resultados proporcionados por el mismo mediante simulaciones estacionarias (levantamientos fijos) y simulaciones transitorias (malla móvil).

En este apartado, y aprovechando los resultados de las simulaciones estacionarias del capítulo 5 para su comparación, se simulará el proceso de apertura del inyector mediante malla móvil. Esta comparación se llevará cabo para dos presiones de inyección (80 y 160 MPa) y una presión de descarga de 3 MPa, estableciéndose una velocidad de subida de la aguja de 0.25 y 0.5 m/s respectivamente. Ambas velocidades de subida de la aguja representan valores con un orden de magnitud coherente con las características del inyector y con las condiciones de presión simuladas [3].

Durante las ejecuciones se simulará la apertura del inyector desde un levantamiento de aguja de $5 \mu m$ hasta alcanzar las $100 \mu m$. De esta forma se dispondrá de información representativa de la evolución completa de las características del flujo interno en función de la posición de la aguja.

7.3.1. Características del combustible a la salida de la tobera

Las Figuras 7.2, 7.3 y 7.4 muestran los valores de gasto másico, flujo de cantidad de movimiento y velocidad efectiva obtenidos computacionalmente mediante simulaciones estacionarias y transitorias en función de la posición de la aguja. Para ambas condiciones de presión, las diferencias encontradas entre los valores de gasto másico proporcionados por el código en sus diferentes versiones resultan prácticamente despreciables. De hecho, la desviación media entre los resultados obtenidos mediante levantamientos fijos y malla móvil se sitúa en un 1.71 % para la presión de inyección de 160 MPa y de un 3.07 % para el caso de 80 MPa.

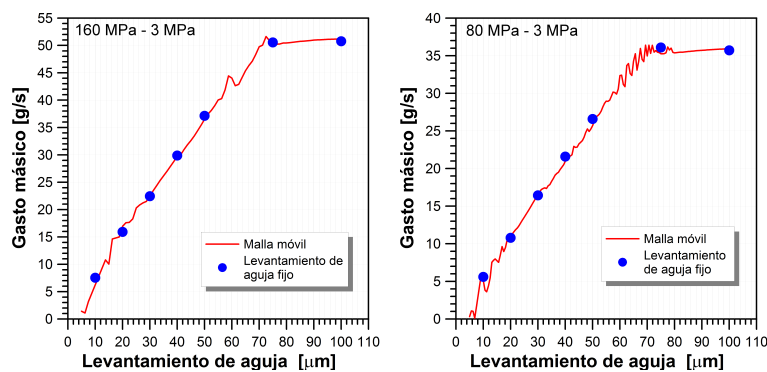


Figura 7.2: Comparación del gasto másico obtenido mediante simulaciones a levantamientos de aguja fijos y mediante malla móvil.

Esta misma conclusión puede extenderse para los resultados de flujo de cantidad de movimiento, puesto que para todos los casos directamente comparables ($10, 20, 30, 40, 50, 75$ y $100 \mu m$) las diferencias son prácticamente nulas. De hecho, la máxima desviación entre ambos tipos de simulaciones se corresponde con un levantamiento de $50 \mu m$ para el caso de presión de inyección de 160 MPa, donde la diferencia es de 0.09 N.

Obviamente, como los valores de velocidad efectiva se obtienen a partir de los valores de gasto másico y flujo de cantidad de movimiento, no cabe esperar grandes diferencias entre los valores obtenidos por el código a distintos

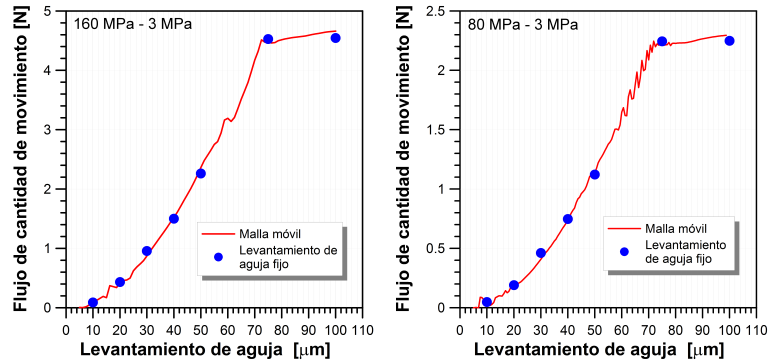


Figura 7.3: Comparación del flujo de cantidad de movimiento obtenido mediante simulaciones a levantamientos de aguja fijos y mediante malla móvil.

levantamientos fijos con los obtenidos simulando el movimiento de la propia aguja. Así, los resultados de velocidad efectiva representados en la Figura 7.4, indican que la desviación media se sitúa en torno al 4.65 % y 3.83 % para las presiones de inyección de 160 MPa y 80 MPa respectivamente.

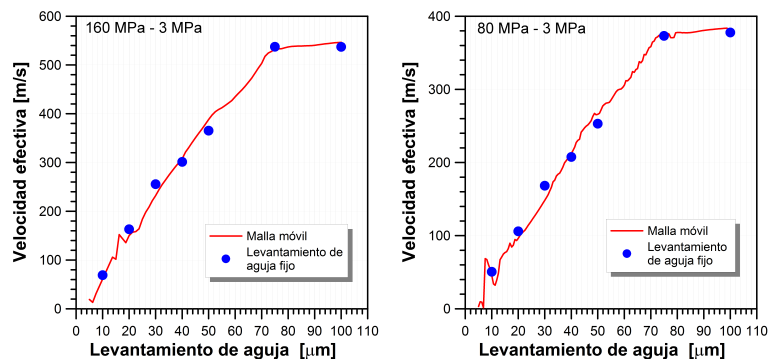


Figura 7.4: Comparación de la velocidad efectiva obtenida mediante simulaciones a levantamientos de aguja fijos y mediante malla móvil.

Dejando a un lado la comparación entre los valores de ambas versiones del código, la utilización de una malla móvil permite además determinar con mayor exactitud la posición de la aguja a partir de la cual ésta deja de tener influencia sobre las características del combustible a la salida de la tobera. Atendiendo únicamente a los resultados estacionarios, se puede establecer que esa frontera se encuentra para un levantamiento entre 50 y 75 μm . Sin embargo, tras la simulación del proceso de apertura con la nueva versión del código

se puede determinar que la aguja deja de tener influencia sobre las características del flujo cuando alcanza un levantamiento de aproximadamente 73-75 μm para ambos niveles de presión.

7.3.2. Aspecto de la cavitación

Una vez comprobada la ausencia de diferencias entre los valores a la salida de la tobera predichos por el código teniendo en cuenta el movimiento de la aguja y aquellos obtenidos a levantamientos fijos, queda evaluar las desviaciones entre ambas versiones en términos de cavitación. Para tal fin, las Figuras 7.5 y 7.6 muestran las isosuperficies de $\gamma > 0.1$ para todos los casos directamente comparables para una presión de 160 y 80 MPa.

Analizando las imágenes de ambas figuras, en líneas generales las dos versiones del código analizadas muestran un comportamiento similar. Para levantamientos de 100 y 75 μm , la cavitación se extiende únicamente en la parte superior del orificio, mientras que para levantamientos menores de 75 μm , la cavitación se encuentra en el asiento y en la parte inferior del orificio. Sin embargo, observando detenidamente las imágenes correspondientes para levantamientos menores de 75 μm , se pueden establecer diferencias con respecto al volumen de vapor generado en el asiento de la aguja, menor en las simulaciones llevadas a cabo mediante malla móvil. Estas diferencias que, a priori, podrían considerarse importantes para el desarrollo del flujo interno, no se ven reflejadas en las características del combustible a la salida de la tobera, tal y como se vio en la Figura 7.2. Por una parte, el gasto másico permanece invariable una vez que aparecen los primeros indicios de cavitación, siendo irrelevante la cantidad de vapor generada en el asiento. Por otra parte, a pesar de que se genere una mayor cantidad de vapor, éste únicamente reduce la fricción con las paredes en la zona del asiento de la aguja. El resto del vapor no se desarrolla pegado a la pared, por lo que las pérdidas por fricción se mantienen constantes y el flujo de cantidad de movimiento no se ve alterado.

Los efectos del movimiento de la aguja sobre el flujo interno y, en consecuencia, sobre la cavitación se acentúan para bajos levantamientos [4], donde la velocidad de subida de la aguja deja de ser despreciable frente a la velocidad del fluido. De hecho, como se puede comprobar en la Figura 7.5, la extensión de la cavitación obtenida mediante malla móvil para los casos de 10 y 20 μm es notablemente menor. Disminuyendo la presión de inyección, la velocidad del fluido se reduce y aumenta todavía más la influencia de la velocidad ascendente de la aguja. Por ello, para una presión de inyección de 80 MPa, los casos para los que la extensión de cavitación es menor se extienden hasta las 30 μm .

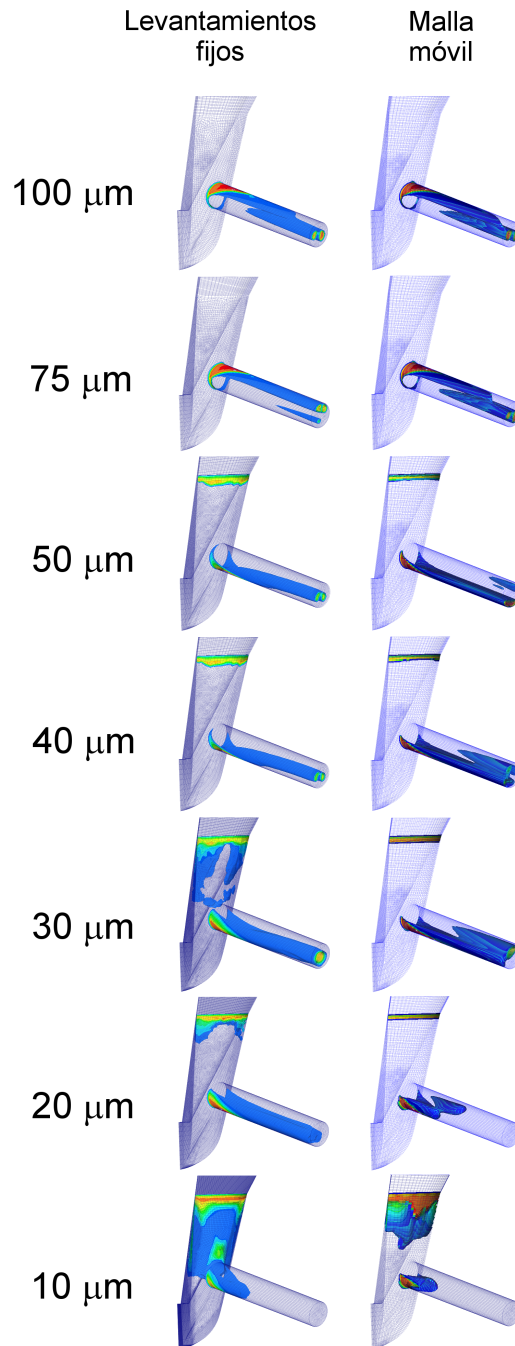


Figura 7.5: Comparación de la fase vapor obtenida mediante simulaciones a levantamientos de aguja fijos y malla móvil. $P_i = 160 \text{ MPa}$ - $P_b = 3 \text{ MPa}$.

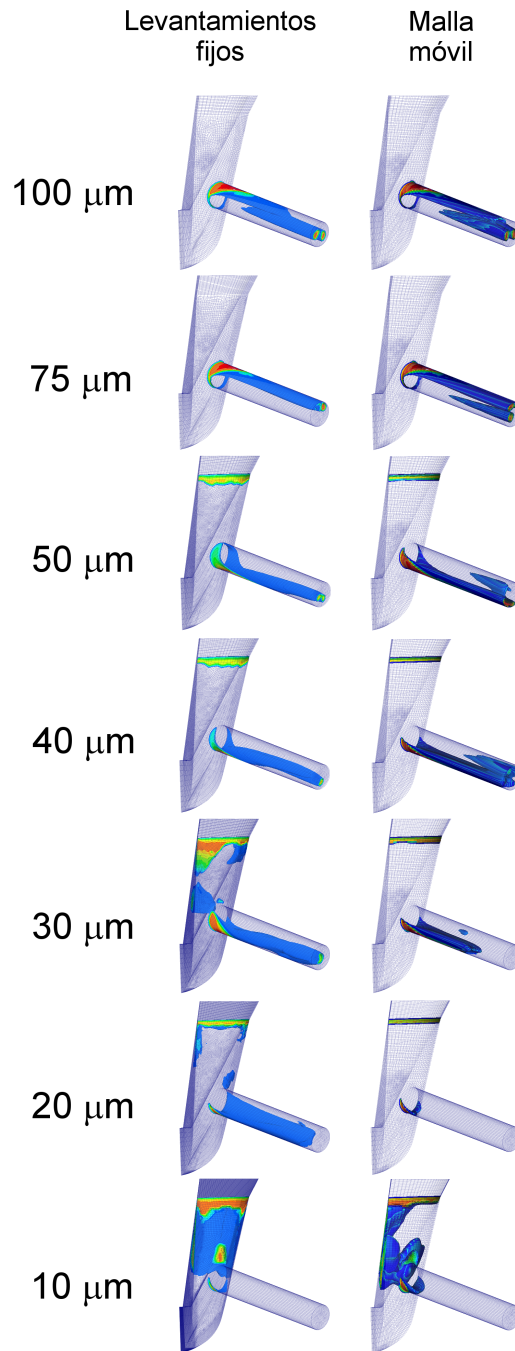


Figura 7.6: Comparación de la fase vapor obtenida mediante simulaciones a levantamientos de aguja fijos y malla móvil. $P_i = 80 \text{ MPa}$ - $P_b = 3 \text{ MPa}$.

Tal y como se comentó anteriormente, una de las ventajas del empleo de una malla móvil es la disponibilidad de resultados para cualquier posición de la aguja entre el mínimo y el máximo levantamiento simulado. Gracias a esto, se pueden analizar con mayor precisión los cambios que se producen en la apariencia de la cavitación, como por ejemplo en aquella etapa en la que se observa un cambio de localización del vapor de la pared inferior del orificio a la parte superior del mismo.

Precisamente con este objetivo, se ha representado en la Figura 7.7 la evolución de la cavitación en función de la posición de la aguja junto al gasto másico inyectado para cada condición. En esta figura se puede observar cómo se produce la transición entre ambos patrones de cavitación. Para un levantamiento de $40 \mu\text{m}$ el vapor del orificio únicamente se sitúa a lo largo de la pared inferior. A medida que la aguja asciende, la zona cavitante en la entrada del orificio empieza a extenderse a los laterales ($50 \mu\text{m}$) debido a la cantidad considerable de combustible entrante por esa zona. Si la aguja continúa ascendiendo, el vapor se originará en todo el perímetro de la sección de entrada ($60 \mu\text{m}$), llegando incluso a ocupar la parte superior e inferior del orificio simultáneamente ($65 \mu\text{m}$). Posteriormente, dado que el combustible entra preferentemente en el orificio por la zona cercana al radio de acuerdo superior, la cavitación desaparece de la parte inferior del orificio.

El cambio en la dirección de entrada del combustible al orificio puede observarse en la Figura 7.8, donde se ha representado el campo de velocidad en el plano medio de la tobera para cinco levantamientos de aguja entre 60 y $75 \mu\text{m}$. Tal y como reflejan los campos de velocidad, la dirección del fluido cambia notablemente durante la apertura del inyector. Así, a medida que la aguja asciende, la trayectoria del fluido antes de entrar al orificio se aleja del saco y del radio inferior del orificio, acercándose paulatinamente a la pared de la tobera y, por tanto, al radio de acuerdo superior. Como muestra de ello, comparando los casos correspondientes a 60 y $75 \mu\text{m}$, se puede apreciar que la velocidad del fluido cercano a la pared de la tobera antes de entrar al orificio pasa de tener valores prácticamente nulos a valores cercanos a los 250 m/s .

Para una presión de inyección menor (80 MPa), la transición de zona cavitante en el orificio puede considerarse similar (ver Figura 7.9), siendo extensibles la práctica totalidad de los comentarios previamente utilizados para describir la Figura 7.9.

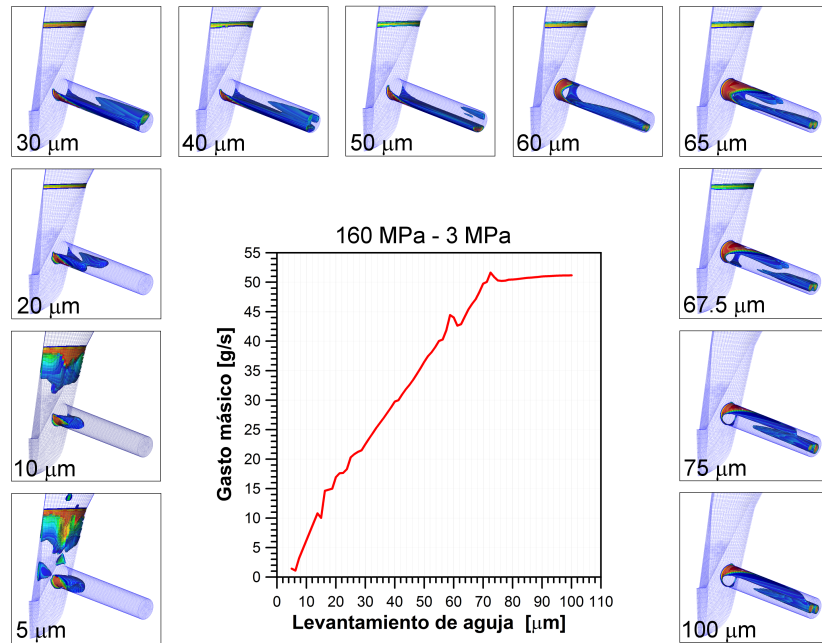


Figura 7.7: Evolución de la cavitación y del gasto másico en función de la posición de la aguja obtenida mediante malla móvil. $P_i = 160 \text{ MPa}$ - $P_b = 3 \text{ MPa}$

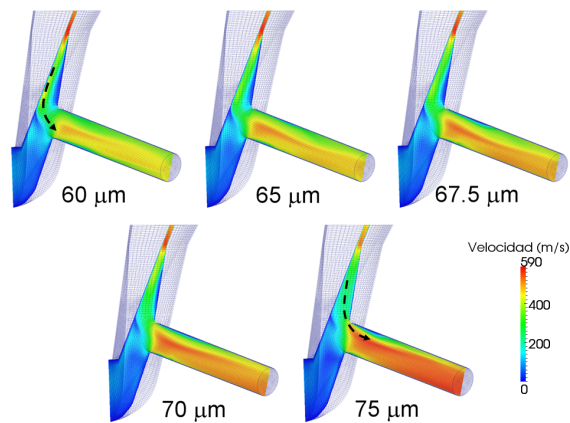


Figura 7.8: Evolución de la velocidad en el plano medio de la tobera para distintos levantamientos de aguja. $P_i = 160 \text{ MPa}$ - $P_b = 3 \text{ MPa}$.

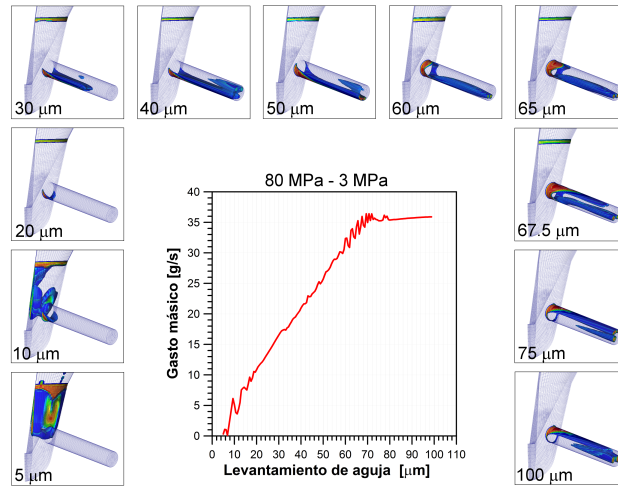


Figura 7.9: Evolución de la cavitación y del gasto másico en función de la posición de la aguja obtenida mediante malla móvil. $P_i = 80 \text{ MPa}$ - $P_b = 3 \text{ MPa}$.

7.4. Acoplamiento del código con AMESim

La simulación del movimiento de la aguja supone un paso importante en el avance del estudio del flujo interno. Paralelamente, es necesario conocer con detalle las verdaderas condiciones de contorno [5], puesto que de ellas dependerá en gran medida la validez y precisión de los resultados obtenidos con OpenFOAM. Por esta razón, en primer lugar, se ha modelado con AMESim el inyector Bosch CRI2.2 utilizado a lo largo de la presente Tesis, con el fin de obtener para cualquier condición de operación una ley de levantamiento de la aguja y de presión de inyección coherente con la realidad. Estas dos variables han sido introducidas en OpenFOAM, permitiendo así la simulación de todo el proceso de inyección.

El modelo empleado para la simulación unidimensional del inyector Bosch CRI2.2 puede dividirse en tres grupos: la válvula solenoide, el portainyector y la tobera. Para la válvula solenoide y el portainyector se han utilizado los modelos desarrollados para este mismo tipo de inyector por Plazas [6]. En cambio, para la tobera se ha definido un modelo acorde con las características geométricas de la tobera multiorificio utilizada a lo largo de la presente Tesis.

Precisamente, el esquema del modelo empleado para la tobera multiorificio puede verse en la Figura 7.10, donde se han representado todas las líneas y volúmenes que la definen. Este último modelo está conectado al modelo

del portainyector a través de una conexión hidráulica (NL1) y una conexión mecánica que responde al contacto mecánico entre la aguja y el empujador.

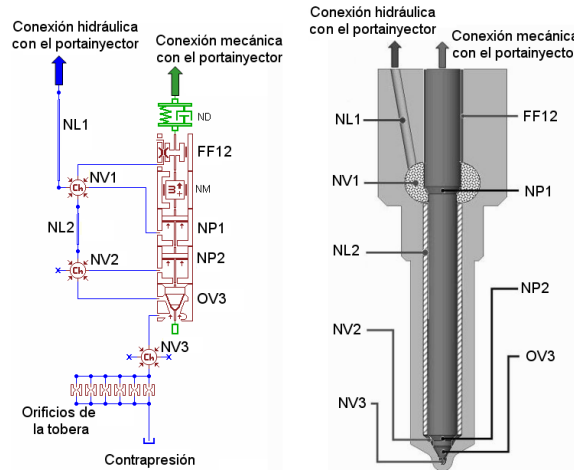


Figura 7.10: Modelo de la tobera implementado en AMESim.

El combustible que llega del portainyector continúa por la línea NL1 de la tobera hacia el volumen NV1. Este volumen está conectado con el pistón NP1 que simula la acción de la presión del combustible sobre la parte superior de la aguja. El combustible del volumen NV1 avanza a través de la línea NL2 hacia el volumen NV2, que se corresponde con el volumen disponible entre la aguja y su asiento. La línea NL2 está definida con una sección equivalente al hueco entre la pared de la aguja y la pared de la tobera, mientras que la fuerza de presión ejercida por el fluido del volumen NV2 sobre la aguja está modelada nuevamente mediante un pistón (NP2). El volumen NV2 alimenta una válvula de asiento cónico (OV3) que representa la restricción de la punta de la aguja con el asiento de la misma. Finalmente, el combustible que circula a través de ella llega hasta el volumen NV3, que alimenta a los seis orificios de descarga de la tobera.

Los parámetros característicos de cada uno de los elementos que forma el modelo de la tobera han sido obtenidos a partir del molde de silicona de la tobera (técnica descrita en el capítulo 3) y de la superposición de fotografías de la aguja y de dicho molde. Como ejemplo, la Figura 7.11 muestra tres imágenes utilizadas para obtener las dimensiones de la aguja (izquierda), de la tobera (central) y de los volúmenes NV2 y NV3. A partir de ellas se han definido los parámetros necesarios para el modelo (ver Tabla 7.1).

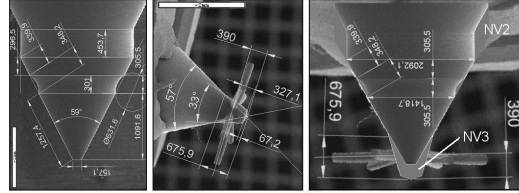


Figura 7.11: Fotografía de la aguja (izquierda), fotografía del molde de silicona obtenido (centro) y superposición de ambas imágenes para la caracterización de los volúmenes de la tobera (derecha).

Elemento	Longitud (mm)	Diámetro (mm)	Volumen (cm^3)	Masa (g)
NL1	15	2.16	-	-
FF12	12.6	4	-	-
NV1	-	-	0.032	-
NM	-	-	-	3.1
NP1	-	4	-	-
NL2	27	2.4	-	-
NV2	-	-	0.005	-
NP2	-	3.04	-	-
OV3	-	0.57	-	-
NV3	-	-	5.84e-5	-
Orificios	-	0.17	-	-

Tabla 7.1: Parámetros del modelo utilizado en AMESim para la tobera.

7.4.1. Comparación de resultados: OpenFOAM - AMESim - Experimental

Una vez modelado el inyector en AMESim, se validará el modelo unidimensional del inyector con la tasa de inyección experimental. Además, del modelo unidimensional de AMESim se obtendrán la ley de levantamiento de la aguja y la evolución de la presión de inyección durante todo el proceso de inyección.

Precisamente, la Figura 7.12 muestra la evolución de la presión de inyección obtenida en AMESim para las dos condiciones de presión elegidas, $P_i = 160 \text{ MPa} - P_b = 9 \text{ MPa}$ y $P_i = 80 \text{ MPa} - P_b = 9 \text{ MPa}$. Los valores de presión de inyección de cada una de las simulaciones serán introducidas en OpenFOAM mediante un sencillo fichero en el que se especifica para cada instante temporal el valor de presión correspondiente. A la vista de ambas gráficas, la presión

no es constante durante el proceso de inyección. En el instante que comienza la inyección de combustible, la presión sufre un fuerte descenso. Esta caída de presión, de aproximadamente 15 MPa para el caso de 160 MPa y de 8 MPa para la simulación cuya presión de inyección es de 80 MPa, se mantiene con ciertas oscilaciones hasta el instante en el que la aguja empieza a descender. A partir de ese mismo instante, y a medida que la aguja se acerca al cierre del inyector la presión aumenta.

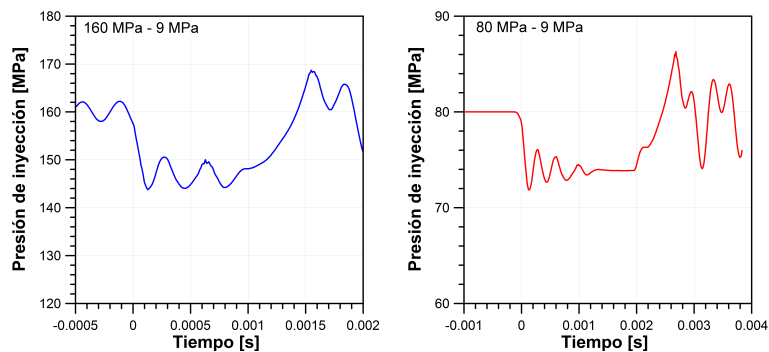


Figura 7.12: Evolución de la presión de inyección proporcionada por AMESim.

La ley de levantamiento de la aguja obtenida a partir del modelo unidimensional puede observarse en la Figura 7.13. Aunque ambas leyes de levantamiento puedan parecer similares, hay que tener en cuenta que las escalas de los ejes horizontales son distintas. En cualquier caso, existe una etapa inicial de subida, una fase en la que la aguja permanece inmóvil en su posición de máximo levantamiento y una última etapa en la que esta descende. Una forma alternativa de representar el movimiento de la aguja es a través de su velocidad durante el proceso de inyección (ver gráficas inferiores de la Figura 7.13). De hecho, la nueva versión del código utiliza como variable de entrada para la ley de levantamiento la velocidad de la aguja en función del tiempo. Los valores de velocidad de subida y bajada se sitúan en torno a 0.52 m/s y 0.3 m/s para los casos cuya presión de inyección inicial se sitúan en 160 y 80 MPa respectivamente. Cabe destacar que en ambos casos la velocidad de subida de la aguja es ligeramente inferior a la velocidad de bajada debido fundamentalmente a la fuerza del muelle que tiende a mantener cerrado el inyector.

A partir de estas dos variables de entrada obtenidas de AMESim (presión de inyección y velocidad de la aguja), se ha simulado en OpenFOAM el proceso de inyección completo para ambas presiones de inyección (160 y 80 MPa). La simulación de cada uno de estos casos ha supuesto un elevado coste computacional debido a la duración del proceso de inyección y a la ralentización del

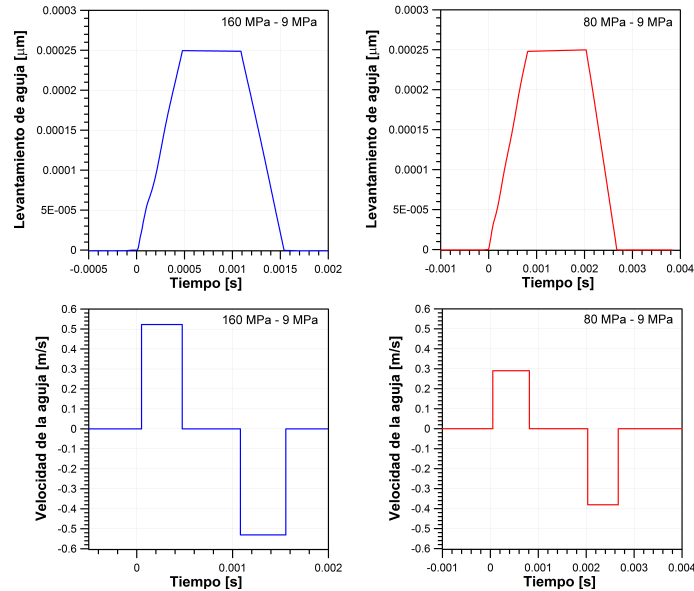


Figura 7.13: Ley de levantamiento y velocidad de la aguja procedentes de AMESim.

cálculo durante el proceso de apertura y cierre del inyector como consecuencia de la deformación de las celdas de la malla. Como muestra de ello, el caso simulado para una presión de inyección de 160 MPa ha necesitado aproximadamente 1370 horas-CPU en un cluster Intel Xeon E5405@2GHz Quadcore 8 Gb RAM, aunque debido a la paralelización de los cálculos el tiempo necesario para completar cada ejecución se ha reducido notablemente.

En la Figura 7.14 se han graficado los resultados de gasto másico para cada nivel de presión junto a la tasa proporcionada por AMESim y aquella obtenida experimentalmente. En ambos casos, la tasa de AMESim (representada con línea verde) se ajusta notablemente a la tasa experimental (línea azul) a lo largo de toda la inyección, mientras que OpenFOAM sobreestima la cantidad de combustible inyectada especialmente en la etapa de apertura y cierre del inyector. Esta desviación del modelo tridimensional puede deberse a diversos factores, entre los que se encuentran la posible deformación de la aguja debido al empleo de presiones de inyección tan elevadas (no tenida en cuenta) [7] o el desplazamiento horizontal de la aguja [8, 9]. No obstante, atendiendo a la zona central de la tasa de inyección las diferencias entre los valores experimentales y computacionales procedentes de OpenFOAM se reducen significativamente, siendo la desviación de un 5% para el caso simulado a $P_i =$

160 MPa y prácticamente nula para el caso de $P_i = 80$ MPa.

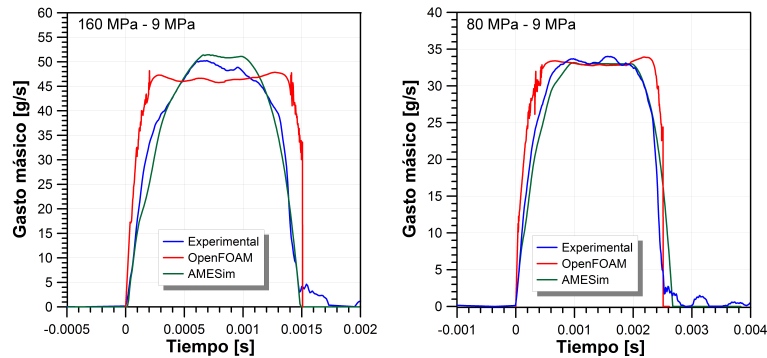


Figura 7.14: Comparación de los resultados proporcionados por OpenFOAM y AMESim frente a los resultados experimentales.

Referencias

- [1] *OpenFOAM user guide version 1.4*, <http://www.openfoam.org>.
- [2] *Imagine AMESim v4.2 Tutorial and User guide, AMESim Technical Bulletins*.
- [3] LEE, J. y col. «Effect of piezo-driven and solenoid-driven needle opening of common-rail diesel injectors on internal nozzle flow and spray development». *International Journal of Engine Research* 7.6 (2006), págs. 489-502.
- [4] MARCER, R., C. AUDIFFREN y B. YERLY. «Influence of the needle lift motion on cavitating flow inside Diesel injector». *ICLASS 2012, 12th Triennial International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems* (Heidelberg, Germany, September 2-6, 2012).
- [5] MARCER, R. y col. «Coupling 1D System AMESim and 3D CFD EOLE models for Diesel Injection Simulation». *Proceedings of the ILASS Europe 23rd Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Brno*. 2010.
- [6] PLAZAS, A. H. «Modelado unidimensional de inyectores common-rail Diesel». Tesis doct. E.T.S. Ingenieros Industriales (Universidad Politécnica de Valencia), 2005.

-
- [7] MACIÁN, V., R. PAYRI, X. MARGOT y F. SALVADOR. «A CFD analysis of the influence of diesel nozzle geometry on the inception of cavitation». *Atomization and Sprays* 13 (2003), págs. 579-604.
- [8] ODA, T., M. HIRATSUKA, Y. GODA, K. S. y O. K. «Experimental and numerical investigation about internal cavitating flow and primary atomization of a large-scaled VCO diesel injector with eccentric needle.» *ILASS-Europe 2010, 23rd Annual Conference on liquid Atomization and spray systems, Brno, Czech Republic* (September 2010).
- [9] CHIAVOLA, O. y F. PALMIERI. «Modeling needle motion influence on nozzle flow in high pressure injection system». *SAE Paper* (2007), págs. 01-0250.

Capítulo 8

Conclusiones y desarrollos futuros

8.1. Conclusiones

En la presente Tesis se ha llevado a cabo un exhaustivo estudio computacional acerca de la influencia del levantamiento de aguja sobre el flujo interno y sobre el fenómeno de la cavitación en toberas de inyección diesel. Este estudio, puede dividirse en cuatro grandes puntos: puesta a punto y validación del código, estudio de la influencia de la posición de la aguja mediante métodos RANS, estudio de la influencia de la posición de la aguja mediante métodos LES y estudio del proceso de inyección mediante malla móvil.

Inicialmente, y antes de entrar a estudiar en profundidad el tema principal de la Tesis, se ha realizado un minucioso trabajo de puesta a punto del modelo de cavitación implementado en OpenFOAM. Para ello, se ha analizado la influencia de los esquemas numéricos que se emplean en la resolución de las ecuaciones del modelo de cavitación, la importancia de las condiciones de contorno y de la correcta elección de los métodos de turbulencia. De este primer estudio, se han extraído las siguientes conclusiones:

- Los esquemas numéricos utilizados para resolver el sistema de ecuaciones que gobierna el comportamiento del fluido en el interior de las toberas de inyección influyen notablemente en la convergencia, precisión y coste computacional de las simulaciones. La elección de un esquema

numérico inadecuado en cualquier término de las ecuaciones puede suponer un resultado incoherente y un incremento de hasta el 57% en el coste computacional.

- Dadas las particularidades del flujo cavitante, una adecuada definición de las condiciones de contorno resulta fundamental para predecir correctamente el desarrollo de la cavitación en el interior de los orificios de descarga. En concreto, la utilización de un valor de presión medio en la sección de salida frente a un valor constante en toda la sección permite tal y como ocurre en la realidad la llegada de vapor puro hasta la salida de los orificios de la tobera.
- Los resultados obtenidos por el código varían significativamente en función del modelo de turbulencia escogido. En base a los campos de cavitación y turbulencia obtenidos en toberas monorificio y atendiendo a estudios previos llevados a cabo sobre toberas de inyección se ha escogido un modelo RNG $k-\varepsilon$ para el modelado de la turbulencia en las simulaciones llevadas a cabo en la presente Tesis mediante métodos RANS.

Tras este estudio preliminar, se ha llevado a cabo una extensa validación del código sobre un orificio calibrado, una tobera monorificio y una tobera multiorificio. Para la validación del orificio calibrado se han comparado los resultados proporcionados por el código con resultados experimentales de gasto másico, velocidad en la sección de salida, evolución de la presión a lo largo del orificio y apariencia de la cavitación. Para los casos de la tobera monorificio y multiorificio, la información experimental utilizada para la validación del código incluye resultados de gasto másico, flujo de cantidad de movimiento, velocidad efectiva y coeficientes adimensionales de flujo (coeficiente de descarga, coeficiente de velocidad y coeficiente de área). Además, se han utilizado estas dos geometrías para el análisis de diversos fenómenos asociados a la cavitación, entre los que destacan el colapso de gasto másico o el aumento de la velocidad y de la turbulencia. De la comparación de los resultados experimentales y computacionales y el posterior análisis de los efectos de la cavitación sobre el flujo interno, se desprenden las siguientes conclusiones:

- Atendiendo a la comparación de la información experimental disponible en un orificio calibrado con los resultados computacionales proporcionados por el código se puede establecer que el modelo de cavitación utilizado es capaz de predecir el comportamiento del fluido y la apariencia de la cavitación con un gran nivel de precisión. En concreto, la desviación entre ambos resultados en términos de gasto másico y velocidad se sitúa en un 0.5% y 0.01%, respectivamente.

- La precisión del modelo de cavitación para predecir el comportamiento del fluido en toberas de inyección monorificio y multificio en condiciones de presión típicas de un motor Diesel puede considerarse altamente satisfactoria. Las diferencias entre los valores experimentales y computacionales de gasto másico, flujo de cantidad de movimiento, velocidad efectiva y coeficientes adimensionales se encuentran por debajo del 7% para cualquier nivel de presión.
- El gasto másico aumenta proporcionalmente con la raíz de la diferencia de presiones entre la inyección y la descarga hasta alcanzar un punto a partir del cual se estabiliza. A partir de este punto, cuyas condiciones de presión se conocen como condiciones críticas de cavitación, el gasto másico queda colapsado, permaneciendo invariable aunque disminuya la contrapresión.
- La razón del colapso de gasto másico es el establecimiento de una presión constante en la garganta de la tobera. Así, en condiciones de colapso el gasto másico está controlado por la diferencia de presiones entre la entrada de la tobera y la entrada del orificio o garganta (lugar donde se inicia la cavitación) y no por la diferencia de presiones entre la entrada de la tobera y la presión en la cámara de descarga (cámara de combustión).
- A pesar de que las condiciones críticas de cavitación están cercanas a la inyección de la cavitación, no se puede considerar de forma rigurosa como el punto o las condiciones para las cuales se inicia la cavitación. De hecho, la cavitación se inicia para una diferencia de presión ligeramente menor a las condiciones críticas de cavitación.
- El flujo de cantidad de movimiento aumenta con la diferencia de presiones sin presentar colapso alguno como ocurre con el gasto másico.
- Debido a la reducción de la viscosidad y, por tanto, de la fricción con las paredes, la cavitación produce un aumento de la velocidad del combustible. Este aumento de velocidad supone un incremento del número de Reynolds, que conduce a perfiles de velocidad más cuadrados.
- El nivel de turbulencia en la sección de salida de las toberas de inyección experimenta un aumento considerable con la aparición de la cavitación, permaneciendo prácticamente constante en condiciones no cavitantes y en condiciones de supercavitación.

Una vez validado el código de cálculo en toberas de inyección bajo condiciones de presión similares a las condiciones de funcionamiento de un motor

Diesel, se ha estudiado en detalle la influencia del levantamiento de la aguja sobre las características del combustible. Este estudio se ha llevado a cabo aplicando métodos RANS para el modelado de la turbulencia, simulando el flujo en condiciones cavitantes y no cavitantes. Para ello, se han creado diez geometrías de un misma tobera multiorificio simulando diez levantamientos diferentes: 10, 20, 30, 40, 50, 75, 100, 150, 200 y 250 μm . Para cada geometría se han simulado tres niveles de presión de inyección (30, 80 y 160 MPa) y multitud de contrapresiones entre 1 y 50 MPa, dando como resultado un estudio de más de 500 ejecuciones. Las conclusiones más importantes de este estudio se resumen a continuación:

- Para grandes levantamientos de aguja ($\geq 75\mu\text{m}$), el gasto másico aumenta con la diferencia de presiones entre la inyección y la descarga hasta alcanzar las condiciones críticas de cavitación. Una vez alcanzadas, el gasto másico permanece colapsado aunque se reduzca la presión de descarga. Por el contrario, para levantamientos menores a 75 μm el gasto másico permanece siempre colapsado debido a la cavitación desarrollada en el asiento de la aguja.
- En condiciones cavitantes, el combustible en fase vapor se desarrolla a lo largo de la pared superior del orificio para levantamientos iguales o mayores a 75 μm . Sin embargo, para levantamientos menores a 75 μm , la cavitación se desarrolla en el asiento de la aguja, y también a lo largo de la pared inferior del orificio para las contrapresiones más bajas.
- A pesar de la tendencia observada con el gasto másico para levantamientos de aguja grandes, el flujo de cantidad de movimiento no experimenta ningún tipo de colapso con el desarrollo de la cavitación. Para levantamientos pequeños, el flujo de cantidad de movimiento se mantiene constante mientras la cavitación se encuentra únicamente en el asiento de la aguja. Si aparece combustible en fase vapor en la parte inferior del orificio, el flujo de cantidad de movimiento aumenta debido a la reducción de la sección de paso efectiva y de la viscosidad del fluido y, por tanto, de las pérdidas por fricción.
- A medida que desciende la aguja se necesita una menor presión de descarga para que aparezca combustible en fase vapor en el interior de los orificios de descarga.
- El coeficiente de descarga aumenta con el número de Reynolds siempre y cuando no exista cavitación y no se haya alcanzado un régimen turbulento, donde éste se mantendría constante. Una vez aparece la cavitación,

ya sea en el orificio o en el asiento de la aguja, el coeficiente de descarga disminuye a medida que se reduce la contrapresión.

- Para levantamientos de aguja iguales o mayores que $75 \mu m$, el coeficiente de velocidad permanece constante hasta alcanzar las condiciones críticas de cavitación. A partir de dichas condiciones el coeficiente de velocidad aumenta con la diferencia de presiones entre la inyección y la descarga. En cambio, para levantamientos de aguja menores que $75 \mu m$, el coeficiente de velocidad sufre inicialmente un ligero descenso a medida que disminuye la contrapresión debido a que el fluido experimenta en la zona del asiento de la aguja una notable pérdida de carga. Para los valores de contrapresión más bajos, la presencia de vapor en el orificio provoca un aumento del coeficiente de velocidad.
- El coeficiente de área se mantiene constante y con un valor cercano a la unidad siempre que no exista cavitación en el orificio, puesto que el combustible en fase líquida puede ocupar toda la sección de paso del orificio. Una vez aparece la cavitación en el orificio, el coeficiente de área sufre un notable descenso que se acentúa con la disminución de la contrapresión.
- Las características del combustible en la sección de salida de los orificios de descarga permanecen prácticamente invariables para levantamientos superiores a $75 \mu m$.
- Para levantamientos de aguja grandes, los máximos niveles de turbulencia se encuentran en la zona superior del orificio, mientras que para levantamientos pequeños la zona más crítica pasa a ser el asiento de la aguja. Además, a medida que desciende la aguja se observa un aumento de los niveles máximos de energía cinética turbulenta.
- La posición de la aguja influye notablemente en las condiciones de salida del combustible y, por tanto, en las condiciones de contorno del chorro. La llegada de combustible en fase vapor a la salida del orificio (por la parte superior o inferior) provoca el desarrollo de chorros asimétricos.
- La existencia de cavitación en la salida de los orificios de la tobera provoca un cambio de la dirección del combustible debido a un aumento de la componente radial de la velocidad.

Tras el estudio realizado mediante métodos RANS acerca de la influencia del levantamiento de aguja, se ha llevado a cabo un nuevo estudio sobre la misma tobera aplicando métodos LES. Como paso previo a este estudio, se ha validado el modelo de cavitación aplicando métodos LES con resultados

del modelo en su versión RANS y con resultados experimentales. Debido al enorme coste computacional asociado al uso de Large Eddy Simulation para el modelado de la turbulencia se ha simulado únicamente una condición de presión ($P_i = 160 \text{ MPa} - P_b = 9 \text{ MPa}$) en seis geometrías cuya posición de la aguja reproduce un levantamiento de 10, 30, 50, 75, 100 y 250 μm . Gracias a este tipo de simulaciones se ha podido obtener información más detallada del flujo interno y profundizar en aspectos relacionados con el desarrollo de la turbulencia. A la vista de los resultados obtenidos en este estudio se pueden extraer las siguientes conclusiones:

- Teniendo en cuenta la dificultad que supone el modelado de flujos cavitantes, se puede afirmar que el modelo en su versión LES es igualmente capaz de predecir el comportamiento del flujo interno con suficiente grado de precisión. Como ejemplo de ello, cabe recordar que la desviación de los resultados proporcionados por el código modelando la turbulencia mediante Large Eddy Simulation frente a su versión RANS se sitúan alrededor de un 6% en cuanto a la predicción de la cantidad de combustible inyectada y de la velocidad efectiva de salida.
- La cavitación es un fenómeno transitorio. Por ello, su apariencia varía con el paso del tiempo.
- Para levantamientos de aguja entre 75 y 250 μm , la cavitación siempre tiene su origen en el radio de acuerdo superior de la entrada del orificio. A partir del radio de acuerdo, la cavitación se extiende a lo largo del orificio ocupando la parte superior del mismo hasta alcanzar la sección de salida.
- Para levantamientos de aguja entre 30 y 50 μm , la cavitación se genera en primer lugar en el asiento de la aguja. Posteriormente, el fluido entra en el orificio principalmente por su parte inferior provocando la cavitación en el radio de acuerdo de entrada inferior.
- De manera análoga, para un levantamiento de 10 μm la cavitación se produce en el asiento de la aguja. No obstante, la reducción de sección producida en el asiento de la aguja es tal que el fluido es incapaz de recuperar su presión hasta valores que puedan ser suficientemente altos para provocar el cambio de fase de gran cantidad de combustible en el radio de acuerdo inferior.
- El gasto másico, el flujo de cantidad de movimiento y la velocidad efectiva aumentan a medida que asciende la aguja. Sin embargo, a partir de un levantamiento cercano al 40% del levantamiento máximo la posición de la aguja deja de tener influencia sobre las características del flujo.

- En condiciones de levantamiento máximo de aguja, la vorticidad del combustible es prácticamente nula hasta alcanzar el orificio. Una vez dentro, los valores más altos de vorticidad se encuentran en la parte superior del mismo. Esta zona con mayor nivel de turbulencia coincide con la zona donde se encuentra el combustible en fase vapor debido a la cavitación.
- A medida que desciende la aguja se experimenta un importante aumento de la vorticidad aguas arriba del orificio. Así, cuanto menor sea el levantamiento de la aguja mayor será la extensión de la región ocupada por el combustible cercano al asiento con un nivel de turbulencia significativo y mayor será la intensidad de la turbulencia generada en esta zona. Además de observar niveles de turbulencia importantes en el asiento, también se han apreciado altos niveles de vorticidad en la zona central e inferior del orificio, acorde con el desarrollo de la cavitación.
- Los niveles de turbulencia en el saco de la tobera aumentan a medida que desciende la aguja.
- Existe una cierta interacción o interdependencia entre el fenómeno de la cavitación y el desarrollo de la turbulencia. Por una parte, la cavitación favorece el desarrollo de la turbulencia en el interior de las toberas de inyección, encontrándose los máximos valores de turbulencia en la interfase entre el líquido y el vapor. Por otra parte, el desarrollo de vórtices y remolinos en el fluido influye notablemente en el aspecto de la cavitación, favoreciendo la separación de la fase vapor en dos núcleos en la zona cercana al radio de acuerdo de entrada.
- Para levantamientos de aguja grandes, el flujo está dominado por remolinos de gran tamaño. A medida que la aguja del inyector desciende aumenta el número de vórtices presentes en el fluido y se reduce considerablemente su tamaño como consecuencia de la cavitación y de la reducción del área de paso disponible en la zona del asiento de la aguja.

Las conclusiones derivadas de los estudios computacionales realizados mediante métodos RANS y LES han sido obtenidas a partir de simulaciones cuyas geometrías representaban una determinada posición de la aguja, ya que el código empleado no permite el movimiento de la malla durante una ejecución. Sin embargo, aprovechando que OpenFOAM es un software de código abierto, se ha modificado el modelo de cavitación implementado para reproducir el movimiento de la aguja durante el proceso de apertura o cierre del inyector. El algoritmo implementado en el modelo de cavitación permite desplazar cualquier región definida previamente en la geometría de acuerdo con una

ley de velocidad determinada. La consecución de este logro resulta importante no sólo por el hecho de considerar en el cálculo los efectos dinámicos que el movimiento de la aguja pueda inducir, sino porque además la nueva versión del código abre la posibilidad de simular todo el proceso de inyección. Precisamente, pensando en la consecución de estos objetivos se han llevado a cabo dos estudios con la nueva versión del código para dos niveles de presión de inyección (80 y 160 MPa). En un primer estudio, se han evaluado las diferencias de los resultados proporcionados por el modelo mediante simulaciones estacionarias (levantamientos fijos) y simulaciones transitorias (malla móvil). Posteriormente, se ha simulado todo el proceso de inyección partiendo de condiciones de contorno proporcionadas por un modelo unidimensional del inyector creado en AMESim. Gracias a este modelo unidimensional se ha podido obtener una ley de levantamiento de la aguja y de presión de inyección coherente con la realidad para cualquier condición de operación. De este modo ha sido posible comparar directamente la tasa experimental con los resultados de OpenFOAM. Del estudio comparativo de las características del flujo interno mediante simulaciones estacionarias y transitorias, y de la posterior simulación del proceso de inyección se desprenden las siguientes conclusiones:

- Las diferencias observadas comparando los valores de gasto másico, flujo de cantidad de movimiento y velocidad efectiva obtenidos mediante simulaciones estacionarias y transitorias en función de la posición de la aguja se sitúan por debajo del 5%. Esto implica que, al menos para conocer las características del combustible en la sección de salida de los orificios de descarga, se podría estudiar el proceso de apertura o cierre del inyector mediante simulaciones estacionarias.
- Atendiendo únicamente a los resultados estacionarios se puede establecer que la posición de la aguja a partir de la cual ésta deja de tener influencia sobre las características del combustible a la salida de la tobera se encuentra para un levantamiento entre 50 y 75 μm . Sin embargo, tras la simulación del proceso de apertura con la nueva versión del código se puede determinar con mayor exactitud que la aguja deja de tener influencia sobre las características del flujo cuando alcanza un levantamiento de aproximadamente 73-75 μm para ambos niveles de presión.
- Para levantamientos de aguja superiores a 75 μm , el aspecto de la cavitación obtenido mediante simulaciones estacionarias y transitorias es similar. En cambio, para levantamientos menores que 75 μm , la extensión de la cavitación desarrollada en el asiento obtenida mediante malla móvil es ligeramente menor. Los efectos del movimiento de la aguja sobre la cavitación se acentúan para levantamientos muy pequeños (10 y

20 μm), donde la velocidad de subida de la aguja deja de ser despreciable frente a la velocidad del fluido.

- La tasa de inyección proporcionada por AMESim se ajusta notablemente a la tasa experimental a lo largo de toda la inyección, mientras que OpenFOAM sobreestima la cantidad de combustible inyectada especialmente en la etapa de apertura y cierre del inyector. No obstante, atendiendo a la zona central de la tasa de inyección las diferencias entre los valores experimentales y computacionales procedentes de OpenFOAM se sitúan por debajo del 5%.

8.2. Desarrollos futuros

A lo largo de la presente Tesis, se ha realizado un análisis exhaustivo del proceso de inyección y, en particular, de la influencia de la posición de la aguja sobre el desarrollo del flujo interno. Sin embargo, existen ciertos aspectos a desarrollar que podrían ayudar a mejorar la comprensión del flujo interno y del fenómeno de la cavitación que se proponen como futuros trabajos.

Desde un punto de vista computacional, se proponen las siguientes tareas:

- Implementación de condiciones de contorno de salida no reflectivas.
Tal y como se vio en el capítulo 4 de este trabajo, la condición de contorno definida en la sección de salida de la tobera influye notablemente en las características del combustible cuando la cavitación alcanza la salida de los orificios de descarga. El empleo de una condición de contorno en la que se mantiene un valor medio de presión ha proporcionado resultados notablemente precisos. Sin embargo, resultaría interesante implementar en el modelo de cavitación una condición de contorno que tuviera en cuenta la propagación de las ondas de presión y permitiera el paso de dichas ondas a través de la sección de salida.
- Mejora del algoritmo de movimiento de la malla.
El algoritmo implementado en el modelo para simular el movimiento de la aguja durante la apertura o el cierre del inyector se basa en la deformación de las celdas de la malla. Este algoritmo presenta el inconveniente de que para grandes cambios de la geometría puede dar lugar a celdas excesivamente deformadas. Por ello, se propone el desarrollo de dicho algoritmo con el fin de limitar su deformación y permitir cambios topológicos de la malla durante una ejecución. De esta forma, si existen celdas con un espesor excesivamente pequeño o excesivamente grande

se podría aumentar o disminuir la resolución de la malla añadiendo o eliminando celdas.

- Estudio del flujo interno mediante Direct Numerical Simulation (DNS). La introducción de los efectos de la turbulencia mediante DNS supondría un paso importante para conocer con mayor detalle aquellos aspectos del flujo que todavía se desconocen. Sin embargo, para poder llevar a cabo este tipo de simulaciones es necesario una mejora importante de los recursos informáticos disponibles en la actualidad, puesto que su elevado coste computacional hacen prácticamente inviable su uso en la mayoría de aplicaciones de ingeniería.

- Estudio de la influencia del levantamiento de aguja sobre el desarrollo del chorro.

Una vez conocida la influencia del levantamiento de aguja sobre el flujo interno, resultaría interesante extender este estudio al desarrollo del chorro. Atendiendo a este objetivo, se sugieren dos posibles formas de proceder. La primera de ellas y más sencilla, consiste en la utilización de los resultados obtenidos en la sección de salida de la tobera como condiciones de contorno de un modelo de chorros implementado en cualquier código CFD. La segunda opción consiste en el acoplamiento en OpenFOAM del modelo utilizado para la simulación del flujo interno con un modelo de chorro, de forma que ambos pudieran ser simulados en una única ejecución.

- Estudio del fenómeno de la cavitación en toberas con orificios de descarga elípticos.

La entrada del combustible en los orificios de descarga y, por ende, el desarrollo de la cavitación, pueden verse notablemente influenciados por la sección de entrada de los orificios. Por ello, resultaría interesante la comparación de los resultados obtenidos en la presente Tesis (coeficiente de descarga, aspecto de la cavitación, etc.) con una tobera similar de sección elíptica manteniendo constante el área de la sección de entrada y salida.

Por otra parte, desde un punto de vista experimental, se proponen los siguientes trabajos:

- Control de la posición de la aguja durante el proceso de inyección. Resultaría interesante desde el punto de vista experimental poder controlar la posición de la aguja durante la inyección de combustible. Este

hecho supondría un importante avance para el estudio del flujo interno y del desarrollo del chorro, puesto que podrían aplicarse no sólo las técnicas descritas en la presente Tesis para la caracterización hidráulica de inyectores, sino también técnicas experimentales para la caracterización del chorro.

- **Visualización del flujo interno.**

A pesar de que existen variables como el gasto másico que permiten detectar la aparición del fenómeno de la cavitación, resulta imposible localizar las zonas cavitantes de la tobera sin realizar ensayos de visualización. Por ello, se plantea el estudio del flujo cavitante en toberas transparentes de dimensiones similares a una tobera real. De esta forma, se podría profundizar en aspectos relacionados con la aparición de la cavitación y su evolución en función de las condiciones de trabajo.

Bibliografía

- ALAJBEGOVIC, A., H. GROGGER y H. PHILIPP. «Calculation of cavitation in nozzles using the two-fluid model». *Proc. 7th Annu. Conf. Comp. Fluid Dyn. Soc. Canada, Halifax, NS, Canada (ed. J. Militzer)*. 1999, págs. 7-3.
- ALAJBEGOVIC, A., G. MEISTER, D. GREIF y B. BASARA. «Three phase cavitating flows in high-pressure swirl injectors». *Experimental thermal and fluid science* 26.6 (2002), págs. 677-681.
- ANSYS CFX-Solver Theory Guide. Ansys Europe, Ltd.* 2006.
- ARAI, M., M. SHIMIZU y H. HIROYASU. «Similarity between the breakup lengths of a high speed liquid jet in atmospheric and pressurized conditions». *In ICLASS-91, Gaithersburg, Maryland* (1991).
- ARAI, M., M. TABATA y M. SHIMIZU. «Disintegrating process and spray characterization of fuel jet injected by a Diesel nozzle». *SAE Paper 840275* (1984).
- ARCOUMANIS, C., M. BADAMI, H. FLORA y M. GAVAISES. «Cavitation in real-size multi-hole Diesel injector nozzles». *SAE Paper 2000-01-1249* (2000).
- ARCOUMANIS, C. y M. BANIASAD. *Analysis of consecutive fuel injection rate signals obtained by the Zeuch and Bosch methods*. Society of Automotive Engineers, 1993.
- ARCOUMANIS, C., H. FLORA, M. GAVAISES, N. KAMPANIS y R. HORROCKS. «Investigation of cavitation in a vertical multi-hole Diesel injector». *SAE Paper 1999-01-0524* (1999).
- ARCOUMANIS, C. y B. GAVAISES M. FRENCH. «Effect of fuel injection processes on the structure of Diesel sprays». *SAE Paper 970799* (1997).
- ARRÈGLE, J. «Análisis de la estructura y dinámica interna de chorros Diesel». Tesis doct. E.T.S. Ingenieros Industriales (Universidad Politécnica de Valencia), 1997.

- AVL-FIRE User Manual, V. 8.4.2., AVL-List GmbH, 2006.*
- BADOCK, C., R. WIRTH, A. FATH y A. LEIPERTZ. «Investigation of cavitation in real size diesel injection nozzles». *International journal of heat and fluid flow* 20.5 (1999), págs. 538-544.
- BEFRUI, B., G. CORBINELLI, M. D'ONOFRIO y D. VARBLE. «GDI Multi-Hole Injector Internal Flow and Spray Analysis». *SAE 2011-01-1211 1* (2011), pág. 1211.
- BEFRUI, B., G. CORBINELLI, D. ROBART, W. RECKERS y H. WELLER. «LES Simulation of the internal flow and near-field spray structure of an outward-opening GDI injector and comparison with imaging data.» *SAE 2008-01-0137 ()*.
- BERGWERK, W. «Flow Pattern in Diesel Nozzle Spray Holes». *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers* 173.1 (1959), págs. 655-660.
- BERMÚDEZ, V., R. PAYRI, F. J. SALVADOR y A. H. PLAZAS. «Study of the influence of nozzle seat type on injection rate and spray behaviour». *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: Journal of Automobile Engineering* 219.5 (2005), págs. 677-689.
- BLESSING, M., G. KÖNIG, C. KRÜGER, U. MICHELS y V. SCHWARZ. «Analysis of flow and cavitation phenomena in diesel injection nozzles and its effects on spray and mixture formation». *SAE Paper 2003-01-1358* (2003).
- BODE, J. «Zum Kavitationseinfluß auf den Zerfall von Flüssigkeitsstrahlen». *Ph.D. Thesis, Max-Planck-Institut für Strömungsforschung, Göttingen, Germany* (1991).
- BRACHO, G. «Experimental and theoretical study of the direct diesel injection process at low temperatures». Tesis doct. E.T.S. Ingenieros Industriales (Universidad Politécnica de Valencia), 2011.
- BRACKBILL, J., D. KOTHE y C. ZEMACH. «A continuum method for modeling surface tension». *Journal of computational physics* 100.2 (1992), págs. 335-354.
- CANAAN, R., J. DEC, R. GREEN y D. DALY. «The influence of fuel volatility on the liquid-phase fuel penetration in a heavy-duty DI diesel engine». *SAE transactions* 107 (1998), págs. 583-602.
- CANTORE, G., E. MATTARELLI y A. BORETTI. «Experimental and theoretical analysis of a diesel fuel injection system». *SAE Paper* (1999), págs. 01-0199.
- CHAVES, H., M. KNAPP, A. KUBITZEK y F. OBERMEIER. «Experimental study of cavitation in the nozzle hole of diesel injectors using transparent nozzles». *SAE Paper 950290* (1995).

- CHAVES, H. y F. OBERMEIER. «Correlation between light absorption signals of cavitating nozzle flow within and outside of the hole of a transparent Diesel injection nozzle». *Proc. 15th ILASS-Europe, Toulouse, July 5-7 (1999)*, págs. 224-229.
- CHEHROUDI, B., S. CHEN, F. BRACCO e Y. ONUMA. «On the intact core of full-cone sprays». *SAE Paper 850126 (1985)*.
- CHEN, Y. y S. HEISTER. «Modeling cavitating flows in diesel injectors». *Atomization and Sprays 6 (1996)*, págs. 709-726.
- CHIATTI, G., O. CHIAVOLA y F. PALMIERI. «Flow Features in Reduced Dwell Time Diesel Injector». *SAE SP 2183 (2008)*, pág. 25.
- CHIAVOLA, O. y F. PALMIERI. «Modeling needle motion influence on nozzle flow in high pressure injection system». *SAE Paper (2007)*, págs. 01-0250.
- CHORIN, A. «Flame advection and propagation algorithms». *Journal of Computational Physics 35.1 (1980)*, págs. 1-11.
- CHRISTOPH, E. y J. E. DEC. «The Effect of TDC Temperature and Density on the Liquid-Phase Fuel Penetration in a D.I. Diesel Engine». *SAE Technical Paper (1995)*, pág. 952456.
- CHUNG, M., S. PARK y H. LEE. «Sound speed criterion for two-phase critical flow». *Journal of Sound and Vibration 276 (2004)*, págs. 13-26.
- DABIRI, S., W. SIRIGNANO y D. JOSEPH. «Two-dimensional and axisymmetric viscous flow in apertures». *Journal of Fluid Mechanics 605 (2008)*, págs. 1-18.
- DE VILLIERS, E. «The Potential of Large Eddy Simulation for the Modeling of Wall Bounded Flows». Tesis doct. Imperial College of Science, Technology y Medicine, 2006.
- DELACOURT, E., B. DESMET y B. BESSON. «Characterisation of very high pressure diesel sprays using digital imaging techniques». *Fuel 84.7 (2005)*, págs. 859-867.
- DELANNOY, Y. «Two-phase flow approach in unsteady cavitation modelling». *Proc. ASME FED 98 (1990)*, págs. 153-158.
- DESANTES, J. M., R. PAYRI, F. J. SALVADOR y A. GIL. «Development and validation of a theoretical model for Diesel spray penetration». *Fuel 85 (7-8) (2006)*, págs. 910-917.
- DESANTES, J., J. PASTOR, R. PAYRI y J. PASTOR. «Experimental characterization of internal nozzle flow and diesel spray behavior. Part II: Evaporative conditions». *Atomization And Sprays 15.5 (2005)*, págs. 517-543.

- DESANTES, J., R. PAYRI, J. GARCIA y F. SALVADOR. «A contribution to the understanding of isothermal diesel spray dynamics». *Fuel* 86.7-8 (2007), págs. 1093-1101.
- DESANTES, J., R. PAYRI, F. SALVADOR y J. DE LA MORENA. «Influence of cavitation phenomenon on primary break-up and spray behavior at stationary conditions». *Fuel* 89 (2010), págs. 3033-3041.
- DESANTES, J., F. SALVADOR, F. SALVADOR, J. LÓPEZ y J. DE LA MORENA. «Study of mass and momentum transfer in diesel sprays based on X-ray mass distribution measurements and on a theoretical derivation». *Experiments in Fluids* 50 (2011), págs. 233-246.
- DU, C., Y. MINGGAO, J. WU, X. WANG y col. «Injection Rate Control in Electronic in-line Pump-Valve-Pipe-Injector Diesel Injection System». *SAE Technical Paper* (1999), págs. 01-0201.
- DUMONT, N. «Modélisation de l'écoulement diphasique dans les injecteurs Diesel». Tesis doct. 2004.
- DUMONT, N., O. SIMONIN y C. HABCHI. «Numerical simulation of cavitating flows in diesel injectors by a homogeneous equilibrium modeling approach». *CAV2001: sessionB6.005* (2001).
- DUMONT, N., O. SIMONIN y C. HABICHI. «Cavitating Flow in Diesel Injectors and Atomisation; a Bibliographical Review». *8th International Conference on Liquid Atomisation and Spray Systems, Pasadena, CA*. 2000.
- EIFLER, W. «Untersuchungen zur Struktur des instationären Dieselöleinspritzstrahles in Düsennahbereich mit der Methode der Hochfrequenz-Kinematografie.» *PhD Thesis, Universität Kaiserslautern, Germany, 1990*. 23, 31, 32, 138 (1990).
- FAETH, G., L.-P. HSIANG y P.-K. WU. «Structure and Breakup Properties of Sprays». *International Journal of Multiphase Flow* 21 (1995), págs. 99-127.
- FAVENNEC, A. y D. FRUMAN. «Effect of the needle position on the cavitation of Diesel injectors». *Proceedings of the 3rd ASME/JSME Joint Fluids Engineering Conference, San Francisco*. 1999.
- Fluent v.5.0 user's guide, vol.3*.
- GELALLES, A. *Coefficients of Discharge of Fuel Injection Nozzles for Compression-Ignition Engines*. NACA, 1931.
- GIANNADAKIS, E. y col. «Evaluation of the predictive capability of diesel nozzle cavitation models». *SAE paper 2007-01* (2007), pág. 0245.

- GIMENO, J. «Desarrollo y aplicación de la medida del flujo de cantidad de movimiento de un chorro Diesel». Tesis doct. E.T.S. Ingenieros Industriales (Universidad Politécnica de Valencia), 2008.
- GONZÁLEZ, C. A. «Estudio de la influencia de la geometría de la tobera de inyección en la combustión y emisión de contaminantes de un motor diesel». Tesis doct. E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, 2005.
- GRACE, J. «Shapes and velocities of bubbles rising in infinite liquids.» *Trans. Chem. Eng.* 51 (1973), pág. 116.
- GROGGER, H. y A. ALAJBEGOVIC. «Calculation of the cavitating flow in venturi geometries using two fluid model». *ASME Paper FEDSM 98* (1998), pág. 5295.
- HA, J., G. SATO, H. TANABE, H. FUJIMOTO y K. H. «Investigation on the Initial Part and the Spray Formation Delay of Diesel Spray». *SAE Technical Paper* (1983), pág. 830451.
- HABCHI, C., N. DUMONT y O. SIMONIN. «Multidimensional simulation of cavitating flows in diesel injectors by a homogeneous mixture modeling approach.» *Atomization and Sprays* 18 (2008), págs. 129-162.
- HE, L. y F. RUIZ. «Effect of cavitation on flow and turbulence in plain orifices for high-speed atomization». *Atomization and Sprays* 5.6 (1995), págs. 569-584.
- HERMENS, S. «Influence of Diesel injector nozzle geometry on the injection and combustion process». Tesis doct. E.T.S. Ingenieros Industriales (Universidad Politécnica de Valencia), 2007.
- HIROYASU, H. «Spray breakup mechanism from the hole-type nozzle and its applications». *Atomization and Sprays* 10.3-5 (2000), págs. 511-527.
- HIROYASU, H. y M. ARAI. «Structures of fuel spray in Diesel engines». *SAE Paper 900475* (1990).
- HIROYASU, H., M. SHIMIZU y M. ARAI. «Breakup Length of a Liquid Jet and Internal Flow in a Nozzle.» *ICLASS-91* (1991).
- HIRT, C. y B. NICHOLS. «Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries». *Journal of computational physics* 39.1 (1981), págs. 201-225.
- Imagine AMESim v4.2 Tutorial and User guide, AMESim Technical Bulletins.*
- KÄRHOLM PENG, F., P. NORDIN y H. WELLER. «Modelling injector flow including cavitation effects for diesel applications». *ASME Fluids Engineering Conference*. 2007.

- KNOX-KELECY, A. y P. FARRELL. «Internal flow in a scale model of a Diesel fuel injector nozzle». *SAE Paper 922308* (1992).
- KUBOTA, A., H. KATO y H. YAMAGUCHI. «A new modelling of cavitating flows: a numerical study of unsteady cavitation on a hydrofoil section». *Journal of Fluid Mechanics* 240.1 (1992), págs. 59-96.
- LAFABURIE, B., C. NARDONE, R. SCARDOVELLI, S. ZALESKI y G. ZANETTI. «Modelling merging and fragmentation in multiphase flows with SURFER». *Journal of Computational Physics* 113.1 (1994), págs. 134-147.
- LAMBERT, L. «Modelisation des jets d'injection haute pression des moteurs Diesel et validation experimentale». Tesis doct. Institut français du pétrole, 1997.
- LAUNDER, B. y D. SPALDING. «The numerical computation of turbulent flow». *Comp. Meth. In Appl. Mech. Eng* 3 (1971), pág. 269.
- LEE, J. y col. «Effect of piezo-driven and solenoid-driven needle opening of common-rail diesel injectors on internal nozzle flow and spray development». *International Journal of Engine Research* 7.6 (2006), págs. 489-502.
- LESIEUR, M., O. MÉTAIS y P. COMTE. *Large Eddy Simulation of turbulence*. Ed. por C. U. PRESS. 2005.
- LESIEUR, M. y col. «Coherent vortex dynamics in large eddy simulation of turbulence». *Journal of Turbulence* 4, 16 (2003).
- LI, J. «Calcul d'interface affine par morceaux». *Comptes rendus de l'Académie des sciences. Série II, Mécanique, physique, chimie, astronomie* 320.8 (1995), págs. 391-396.
- LICHTAROWICZ, A., R. DUGGINS y E. MARKLAND. «Discharge coefficients for incompressible non-cavitating flow through long orifices». *ARCHIVE: Journal of Mechanical Engineering Science 1959-1982 (vols 1-23)* 7.2 (1965), págs. 210-219.
- LINDAU, J., R. KUNZ, D. BOGER, D. STINEBRING y H. GIBELING. «High Reynolds number unsteady multiphase CFD modeling of cavitating flows». *J. Fluids Eng.* 124 (2002), págs. 607-616.
- MACIÁN, V., V. BERMÚDEZ, R. PAYRI y J. GIMENO. «New technique for the determination of the internal geometry of diesel nozzle with the use of the silicone methodology.» *Experimental techniques* 27 (2) (2003), págs. 39-43.
- MACIÁN, V., R. PAYRI, X. MARGOT y F. SALVADOR. «A CFD analysis of the influence of diesel nozzle geometry on the inception of cavitation». *Atomization and Sprays* 13 (2003), págs. 579-604.

- MARCER, R., C. AUDIFFREN y B. YERLY. «Influence of the needle lift motion on cavitating flow inside Diesel injector». *ICLASS 2012, 12th Triennial International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems* (Heidelberg, Germany, September 2-6, 2012).
- MARCER, R. y J. LEGOUÉZ. «Simulation of unsteady cavitating flows in diesel injector with an improved VOF method». *Proc. ILASS-EUROPE, Zurich, Switzerland* (ed. B. Ineichen). *IC Engines and Combustion Laboratory, ETH, Zurich* (2001).
- MARCER, R. y col. «A validated numerical simulation of diesel injector flow using a VOF method». *SAE transactions* 109.3 (2000), págs. 2099-2118.
- MARCER, R. y col. «Coupling 1D System AMESim and 3D CFD EOLE models for Diesel Injection Simulation». *Proceedings of the ILASS Europe 23rd Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Brno*. 2010.
- MASUDA, R., T. FUYUTO y M. NAGAOKA. *Validation of a diesel fuel spray and mixture formation from nozzle internal flow calculation*. SAE paper 2005-01-2098.
- MASUDA, R., T. FUYUTO, M. NAGAOKA, E. VON BERG y R. TATSCHL. «Validation of diesel fuel spray and mixture formation from nozzle internal flow calculation». *SAE paper* (2005), págs. 01-2098.
- MIRANDA, R., H. CHAVES, U. MARTIN y F. OBERMEIER. «Cavitation in a Transparent Real Size VCO Injection Nozzle». *Proceedings of ICLASS, Sorrento Italy* (2003).
- MISHRA, C. e Y. PELES. «Cavitation in flow through a micro-orifice inside a silicon microchannel». *Physics of fluids* 17 (2005), pág. 013601.
- MITTAL, M., G. ZHU, T. STUECKEN y H. SCHOCK. «Effects of Pre-Injection on Combustion Characteristics of a Single-Cylinder Diesel Engine». ASME. 2009.
- MORENA, J. DE LA. «Estudio de la influencia de las características del flujo interno en toberas sobre el proceso de inyección Diésel en campo próximo». Tesis doct. E.T.S. Ingenieros Industriales (Universidad Politécnica de Valencia), 2011.
- MUGELE, R. y H. EVANS. «Droplet size distribution in sprays». *Industrial & Engineering Chemistry* 43.6 (1951), págs. 1317-1324.
- MUZAFERIJA, S. «Adaptive Finite Volume method for flow prediction using unstructured meshes and multigrid approach». Tesis doct. Imperial College, University of London, 1994.

- NABER, J. D. y D. L. SIEBERS. «Effects of gas density and vaporization on penetration and dispersion of diesel sprays». *SAE Paper 960034* (1996).
- NAYFEH, A. «Nonlinear stability of a liquid jet». *Physics of Fluids* 13 (1970), pág. 841.
- NOH, W. y P. WOODWARD. «SLIC (simple line interface calculation)». *Proceedings of the Fifth International Conference on Numerical Methods in Fluid Dynamics June 28–July 2, 1976 Twente University, Enschede*. Springer. 1976, págs. 330-340.
- NURICK, W. H. «Orifice Cavitation and Its Effect on Spray Mixing». *Journal of Fluids Engineering* 98.4 (1976), págs. 681-687.
- ODA, T., M. HIRATSUKA, Y. GODA, K. S. y O. K. «Experimental and numerical investigation about internal cavitating flow and primary atomization of a large-scaled VCO diesel injector with eccentric needle.» *ILASS-Europe 2010, 23rd Annual Conference on liquid Atomization and spray systems, Brno, Czech Republic* (September 2010).
- OHNESORGE, W. «Die Bildung von Tropfen an Düsen und die Auflösung flüssiger Strahlen». *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik* 16, nº 6 (1931), págs. 355-358.
- OHRN, T. R., D. W. SENSER y A. H. LEFÈVRE. «Geometric effects on spray cone angle for plain-orifice atomizers». *Atomization and Sprays* 1 (1991), págs. 253-268.
- OpenFOAM user guide version 1.4*, <http://www.openfoam.org>.
- OSHER, S. y R. FEDKIW. «Level set methods: an overview and some recent results». *Journal of Computational physics* 169.2 (2001), págs. 463-502.
- PANTON, R. *Incompressible Flow*. 1996.
- PARK, S., S. KIM y C. LEE. «Mixing stability and spray behavior characteristics of diesel-ethanol-methyl ester blended fuels in a common-rail diesel injection system». *Energy & Fuels* 23 (2009), págs. 5228-5235.
- PARK, S. H., H. K. SUH y C. S. LEE. «Effect of Bioethanol-Biodiesel Blending Ratio on Fuel Spray Behavior and Atomization Characteristics». *Energy & Fuels* 23.8 (2009), págs. 4092-4098.
- PAYRI, F., V. BERMÚDEZ, R. PAYRI y F. SALVADOR. «The influence of cavitation on the internal flow and the spray characteristics in diesel injection nozzles». *Fuel* 83 (2004), págs. 419-431.

- PAYRI, F., R. PAYRI, F. SALVADOR y J. MARTÍNEZ-LÓPEZ. «A contribution to the understanding of cavitation effects in Diesel injector nozzles through a combined experimental and computational investigation». *Computers & Fluids* 58 (2012), págs. 88-101.
- PAYRI, R., T. B., J. GIMENO y G. BRACHO. «The potential of Large Eddy Simulation (LES) code for the modeling of flow in diesel injectors». *Mathematical and Computer Modeling* 52 (2010), págs. 1151-1160.
- PAYRI, R., H. CLIMENT, F. SALVADOR y A. FAVENNEC. «Diesel injection system modeling. Methodology and application for a first-generation common rail system». *Proc. Inst. Mech. Engrs* 218, part D (), pág. 2004.
- PAYRI, R., J. GARCÍA, F. SALVADOR y J. GIMENO. «Using spray momentum flux measurements to understand the influence of diesel nozzle geometry on spray characteristics». *Fuel* 84.5 (2005), págs. 551-561.
- PAYRI, R., A. GIL, A. PLAZAS y B. GIMENEZ. «Influence of Nozzle Seat Type on Internal Flow of Convergent Nozzles». *SAE Technical Paper* (2004), págs. 01-2010.
- PAYRI, R., J. GIMENO, P. MARTI-ALDARAVI y G. BRACHO. «Study of the influence of the inlet boundary conditions in a LES simulation of internal flow in a diesel injector». *Mathematical and Computer Modelling* (2011).
- PAYRI, R., S. MOLINA, F. J. SALVADOR y J. GIMENO. «A study of the relation between nozzle geometry, internal flow and sprays characteristics in diesel fuel injection systems». *KSME International Journal* 18.7 (jul. de 2004), págs. 1222-1235.
- PAYRI, R., F. SALVADOR, J. GIMENO y G. BRACHO. «A new methodology for correcting the signal cumulative phenomenon on injection rate measurements». *Exp Tech* 32 (2008).
- PAYRI, R., F. SALVADOR, J. GIMENO y J. DE LA MORENA. «Effects of nozzle geometry on direct injection diesel engine combustion process». *Applied thermal engineering* 29 (2009), págs. 2051-2060.
- PAYRI, R., F. SALVADOR, J. GIMENO y J. DE LA MORENA. «Analysis of diesel spray atomization by means of a near-nozzle field visualization technique». *Atomization and sprays* 21 (8) (2012).
- PAYRI, R., F. SALVADOR, J. GIMENO y J. DE LA MORENA. «Study of cavitation phenomena based on a technique for visualizing bubbles in a liquid pressurized chamber». *Internal Journal of Heat and Fluid Flow* 30 (2009), págs. 768-777.

- PIOMELLY, U. «Large-eddy simulation: achievements and challenges». *Progress in Aerospace Sciences* (1999), págs. 335-362.
- PLAZAS, A. H. «Modelado unidimensional de inyectores common-rail Diesel». Tesis doct. E.T.S. Ingenieros Industriales (Universidad Politécnica de Valencia), 2005.
- PLESSET, M. y R. DEVINE. *Effect of exposure time on cavitation damage*. Inf. téc. DTIC Document, 1965.
- RANDALL, L. «Rocket applications of the cavitating venturi». *ARS Journal* 22 (1952), págs. 28-31.
- RANZ, W. E. «Some experiments on orifice sprays». *Can. J. Chem. Engng*, August (1958), pág. 175.
- REITZ, R. y F. BRACCO. «Mechanism of atomization of a liquid jet». *Phys* 25, nº10 (1982), pág. 1730.
- REITZ, R. «Atomization and other breakup regimes of a liquid jet» (1978).
- REITZ, R. y F. BRACCO. «On the dependence of spray angle and other spray parameters on nozzle design and operating conditions». *SAE Paper 790494* (1979).
- REVERTÉ, ed. *Motores de combustión interna alternativos*. Payri, F. y Desantes, J.M., 2011.
- RODRIGUEZ, P. «Modelado del comportamiento hidrodinámico de sistemas de inyección directa Diesel». Tesis doct. E.T.S. Ingenieros Industriales (Universidad Politécnica de Valencia), 2001.
- ROOSEN, P., O. UNRUCH y M. BEHMANN. «Investigation of cavitation phenomena inside fuel injector nozzles». *Rapid Prototyping/Laser Applications in the Automotive Industries* (1997), págs. 439-446.
- RUIZ, F. «A few useful relations for cavitating orifices». *In Proceedings of International Conference on Liquid Atomizations and Spray System, ICLASS-91, Gaithersburg, Maryland, 15-18 July* (1991), págs. 595-602.
- RUIZ, F. «Turbulence inside a cavitating injector orifice: a different animal». *ILASS-Americas* (1998), págs. 133-137.
- RUIZ, S. «Estudio teórico-experimental de los procesos de atomización y de mezcla en los chorros diesel D.I.» Tesis doct. E.T.S. Ingenieros Industriales (Universidad Politécnica de Valencia), 2003.
- RUTLAND, D. y G. JAMESON. «Theoretical Prediction of the Size of Drops Formed in the Breakup of Capillary Jets.» *Chem Eng Science* 25 (1970), pág. 1689.

- SAGAUT, P. *Large Eddy Simulation for incompressible flows*. Springer, Berlin, 2001.
- SALVADOR, F. J. «Estudio teórico experimental de la influencia de la geometría de toberas de inyección diesel sobre las características del flujo interno y del chorro». Tesis doct. E.T.S. Ingenieros Industriales (Universidad Politécnica de Valencia), 2003.
- SALVADOR, F., S. HOYAS, R. NOVELLA y J. MARTÍNEZ-LÓPEZ. «Numerical simulation and extended validation of two-phase compressible flow in Diesel injector nozzles». *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D, Journal of Automobile Engineering* 225 (2010), págs. 545-563.
- SALVADOR, F., J. MARTÍNEZ-LÓPEZ, M. CABALLER y C. DE ALFONSO. «Study of the influence of the needle lift on the internal flow and cavitation phenomenon in diesel injector nozzles by CFD using RANS methods». *Energy Conversion and Management* 66 (2013), págs. 246-256.
- SALVADOR, F., J. MARTÍNEZ-LÓPEZ, J.-V. ROMERO y M.-D. ROSELLÓ. «Computational study of the cavitation phenomenon and its interaction with the turbulence developed in diesel injector nozzles by Large Eddy Simulation (LES)». *Mathematical and Computer Modelling* (2011).
- SALVADOR, F., J.-V. ROMERO, M.-D. ROSELLÓ y J. MARTÍNEZ-LÓPEZ. «Validation of a code for modeling cavitation phenomena in Diesel injector nozzles». *Mathematical and Computer Modelling* 52 (2010), págs. 1123-1132.
- SATO, K. e Y. SAITO. «Unstable Cavitation Behavior in a Circular-Cylindrical Orifice Flow». *JSME International Journal Series B Fluids and Thermal Engineering* 45.3 (2002), págs. 638-645.
- SCHMIDT, D., P. M. CORRADINI y L. «One-dimensional analysis of cavitating orifices". Institute for liquid atomization and sprays systems». *ILASS 9th Annual Conference, San Francisco* (1996).
- SCHMIDT, D. y M. CORRADINI. «The internal Flow of Diesel Fuel Injector Nozzles: a Review». *International Journal of Engine Research* 2 (2001).
- SCHMIDT, D., C. RUTLAND y M. CORRADINI. «A fully compressible, two-dimensional model of small, high-speed, cavitating nozzles». *Atomization and Sprays* 9.3 (1999), págs. 255-276.
- SCHMIDT, D., T. SU, K. GONEY, P. FARRELL y M. CORRADINI. «Detection of cavitation in fuel injector nozzles». *Transport Phenomena in Combustion* 2 (1995), págs. 1521-1996.

- SCHMITT, F. «About Boussinesq's turbulent viscosity hypothesis: historical remarks and a direct evaluation of its validity». *Comptes Rendus Mecanique* 335.9-10 (2007), págs. 617-627.
- SIEBERS, D. L. «Scaling liquid-phase fuel penetration in diesel sprays based on mixing-limited vaporization». *SAE Paper 1999-01-0528* (1999).
- SIEBERS, D. «Liquid-phase fuel penetration in diesel sprays». *SAE transactions* 107 (1998), págs. 1205-1227.
- SINGHAL, A., M. ATHAVALE, H. LI e Y. JIANGS. «Mathematical basis and the full cavitation model». *J. Fluids Eng.* 124 (2002), págs. 617-624.
- SMEREKA, P. «Level set methods for two-fluid flows». *Lecture notes from a short course given at INRIA* (1996).
- SMIRNOV, A., S. SHI e I. CELIK. «Random flow generation technique for large eddy simulations and particle-dynamics modeling». *Transactions of the ASME-I-Journal of Fluids Engineering* 123.2 (2001), págs. 359-371.
- SOM, S., S. AGGARWAL, E. EL-HANNOUNY y D. LONGMAN. «Investigation of nozzle flow and cavitation characteristics in a diesel injector». *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 132 (2010), pág. 042802.
- SORIANO, O., M. SOMMERFELD y A. BURKHARDT. «Validation of a cavitation and turbulence induced model for the primary breakup of diesel jets.» *ILASS 2008* (Sep. 8-10, 2008, Como Lake, Italy).
- SOTERIOU, C., R. ANDREWS y M. SMITH. «Direct injection Diesel sprays and the effect of cavitation and hydraulic flip on atomization». *SAE Paper 950080* (1995).
- SOTERIOU, C., R. ANDREWS y M. SMITH. «Further studies of cavitation and atomization in diesel injection». *SAE paper 1999-01-1486* (1999).
- SOTERIOU, C., M. SMITH y R. ANDREWS. «Diesel injection: laser light sheet illumination of the development of cavitation in orifices». *IMECHE conference transactions*. 1998, págs. 137-158.
- SOU, A., S. HOSOKAWA y A. TOMIYAMA. «Effects of cavitation in a nozzle on liquid jet atomization». *International Journal of Heat and Mass Transfer* 50 (2007), págs. 3575-3582.
- SOU, A. y T. KINUGASA. «Numerical simulation of developing cavitation flow in a nozzle of pressure atomizer.» *THIESEL 2010 Conference on Thermo- and Fluid Dynamic Processes in Diesel Engines, Valencia, Spain.* ()
- SOU, A., S. TOMIYAMA A. NAD HOSOKAWA, S. NIGORIKAWA y T. MAEDA. «Cavitation in a two-dimensional nozzle and liquid jet atomization.» *JSME International Journal* 49 (2006), págs. 1253-1259.

- Spanish National Grid Initiative. <<http://www.es-ngi.es/>>.
- SPIKES, R. H. y G. A. PENNINGTON. «Discharge Coefficient of Small Submerged Orifices». *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers* 173.1 (1959), págs. 661-674.
- STAR-CD Methodology, version 4.06, CD adapco. 2008.
- STUMPP, G. y M. RICCO. «Common Rail - An attractive fuel injection system for passenger car DI Diesel engines». *SAE Paper 960870* (1996).
- SUH, H. K. y C. S. LEE. «Effect of cavitation in nozzle orifice on the diesel fuel atomization characteristics». *International journal of heat and fluid flow* 29 (2008), págs. 1001-1009.
- SUSSMAN, M., E. FATEMI, P. SMEREKA y S. OSHER. «An improved level set method for incompressible two-phase flows». *Computers & Fluids* 27.5-6 (1998), págs. 663-680.
- TABOR, G. y M. BABA-AHMADI. «Inlet conditions for large eddy simulation: A review». *Computer and Fluids* 39 (2010), págs. 553-567.
- TAKENAKA, N., T. KADOWAKI, Y. KAWABATA, I. LIM y C. SIM. «Visualization of cavitation phenomena in a Diesel engine fuel injection nozzle by neutron radiography». *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 542.1 (2005), págs. 129-133.
- TAMAKI, N., M. SHIMIZU y H. HIROYASU. «Enhancement of the atomization of a liquid jet by cavitation in a nozzle hole». *Atomization and Sprays* 11.2 (2001), págs. 125-137.
- TENNEKES, H. y J. LUMLEY. *A first course in turbulence*. Ed. por T. M. PRESS. 1972.
- TOMIYAMA, A., Y. MAKINO, Z. I. y S. T. «Bubble shape modelling for a 3d two-way bubble tracking method.» *ICMF'98, Lyon, France* (1998).
- TORDA, T. «Evaporation of drops and breakup of sprays». *Astronautica Acta* 18 (1973), págs. 383-393.
- UNVERDI, S. y G. TRYGGVASON. «A front-tracking method for viscous, incompressible, multi-fluid flows». *Journal of Computational Physics* 100.1 (1992), págs. 25-37.
- VERSTEEG, H. K. y W. MALALASEKERA. *An Introduction to Computational Fluid Dynamics. The Finite Volume Method*. Longman, 1995.
- VERSTEEG, H. y W. . MALALASEKERA. *An introduction to computational fluid dynamics: the finite volume method*. Pearson Prentice Hall, 2007.

- VON MISES, R. «Berechnung von Ausfluss und Ueberfallzahlen». *Zeitschrift des Ver. deutscher Ing.* 61 (1917).
- WALLIS, G. *One-dimensional Two-phase Flow*. Ed. por MCGRAW-HILL.
- WALTHER, J. «Quantitative Untersuchungen der Innenströmung in kavittierenden Dieseleinspritzdüsen». Tesis doct. TU Darmstadt, 2002.
- WANG, X. y W. SU. «A numerical study of cavitating flows in high-pressure diesel injection nozzle holes using a two-fluid model». *Chinese Science Bulletin* 54.10 (2009), págs. 1655-1662.
- WIERZBA, A. «Deformation and breakup of liquid drops in a gas stream at nearly critical Weber numbers». *Experiments in Fluids* 9.1 (1990), págs. 59-64.
- WINKLHOFFER, E., E. KULL, E. KELZ y A. MOROZOV. «Comprehensive hydraulic and flow field documentation in model throttle experiments under cavitation conditions». *ILASS-Europe*. Vol. 10. 2001, págs. 71-73.
- WU, K., C. SU, R. STEINBERGER, D. SANTAVICCA y F. BRACCO. «Measurements of the spray angle of atomizing jets». *Journal of fluids engineering* 105.4 (1983), págs. 406-410.
- XU, M. y H. HIROYASU. «Development of a New Optical Technique for Measuring Diesel Spray Penetration». *SAE Technical Paper* (1990), pág. 902077.
- YAKHOT, V. y S. ORSZAG. «Renormalization group analysis of turbulence. I. Basic theory». *Journal of scientific computing* 1.1 (1986), págs. 3-51.
- YUEN, M. «Non-linear capillary instability of a liquid jet». *J. Fluid Mech* 33.1 (1968), págs. 151-163.