

UNIVERSIDAT POLITÈCNICA DE VALÈNCIA  
DEPARTAMENTO DE MÁQUINAS Y MOTORES TÉRMICOS

---



MODELADO CFD EULERIANO-LAGRANGIANO DEL  
CHORRO DIESEL Y EVALUACIÓN DE SU COMBINACIÓN  
CON MODELOS FENOMENOLÓGICOS Y UNIDIMENSIONALES.

TESIS DOCTORAL

Presentada por:

Dña. Mariany de J. Chavez Cobo

Dirigida por:

Dr. José María García Oliver

Dr. José Manuel Pastor Enguídanos

Valencia, 03 de Octubre de 2013



TESIS DOCTORAL

MODELADO CFD EULERIANO-LAGRANGIANO DEL  
CHORRO DIESEL Y EVALUACIÓN DE SU COMBINACIÓN  
CON MODELOS FENOMENOLÓGICOS Y UNIDIMENSIONALES

Dña. Mariany de J. Chavez Cobo

Dirigida por:

Dr. José María García Oliver

Dr. José Manuel Pastor Enguïdanos

Valencia, 03 de Octubre de 2013



## Resumen

El objetivo principal de esta tesis ha sido el estudio del modelado *Euleriano-Lagrangiano (E-L) 3D-CFD* como herramienta para el análisis de la dinámica y estructura del chorro Diesel en condiciones de inyección y ambientales similares a las que existen en un motor. Como hipótesis simplificativas se ha considerado el chorro libre (sin interacción con la pared de la cámara de combustión) e inerte.

La investigación ha partido de una revisión de los procesos físicos que tienen lugar en el chorro desde la perspectiva del modelado *E-L 3D-CFD*. Esta revisión ha permitido en primera instancia identificar las características y limitaciones del planteamiento. Seguidamente, se ha desarrollado una metodología de análisis de la estructura del chorro simulado basándose en indicadores con contrastación experimental, fundamentalmente la penetración del chorro, así como de otros que han permitido describir de manera detallada la dinámica del flujo en el chorro. Empleando estos indicadores se han llevado a cabo estudios de sensibilidad del modelo a diferentes parámetros numéricos y de sub-modelos de turbulencia y de chorro. En base a ellos se ha definido una configuración numérica de referencia para las simulaciones posteriormente realizadas.

Por otra parte, la inconsistencia del modelo *E-L* estándar en la zona cercana a la tobera, debido a la alta densidad de gotas que invalida diferentes hipótesis de partida, ha dado pie al desarrollo de un planteamiento que combina un modelo *Euleriano-1D* basado en la teoría del chorro gaseoso turbulento con el *E-L 3D-CFD*. De esta manera se han podido mejorar los resultados de las simulaciones de chorro en dicha zona.

Finalmente, la comparación con resultados experimentales de las simulaciones en diferentes condiciones con los modelos estándar *3D* y *1D3D* ha permitido evaluar el planteamiento propuesto en esta tesis y completar una descripción y análisis de la evolución del chorro Diesel.

## Resum

L'objectiu principal d'aquesta tesis ha sigut l'estudi del modelat *Eulerià-Lagrangià (E-L) 3D-CFD* com a ferramenta per a l'anàlisi de la dinàmica i estructura del doll Diesel en condicions d'injecció i ambientals similars a les que es donen dins d'un motor. Com hipòtesis simplificatives s'ha considerat el doll lliure (sense interacció amb la paret de la cambra de combustió) i inert.

La investigació ha partit d'una revisió dels processos físics que tenen lloc en el doll des de la perspectiva del modelat *E-L 3D-CFD*. Aquesta revisió ha permès en primera instància identificar les característiques i limitacions del plantejament. Seguidament s'ha desenvolupat una metodologia d'anàlisi de l'estructura del doll simulat basant-se en indicadors amb contrastació experimental, fonamentalment la penetració del doll, així com en altres que han permès descriure de manera detallada la dinàmica del flux dins el doll. Emprant aquests indicadors s'han dut a terme estudis de sensibilitat del model a diferents paràmetres numèrics i sub-models de turbulència i de doll. Basant-se en ells, s'ha definit una configuració numèrica de referència per a les simulacions posteriorment realitzades.

Per altra banda, la inconsistència del modelat *E-L* estàndard a la zona propera a la tovera, degut a l'alta densitat de gotes que invalida diferents hipòtesis de sortida, ha donat peu al desenvolupament d'un plantejament que combina un model *Eulerià-1D* basat en la teoria del doll gasós turbulent amb el *E-L 3D-CFD*. D'aquesta manera s'ha pogut millorar els resultats de les simulacions de doll dins eixa zona.

Finalment, la comparació amb resultats experimentals de les simulacions de dolls en diferents condicions amb els models estancar *3D* i *1D3D* ha permès avaluar el plantejament proposat en aquesta tesi i completar una descripció i anàlisi de l'evolució del doll Diesel.

## Abstract

The main objective of this thesis has been the study of the *Eulerian-Lagrangian (E-L) 3D-CFD* model as a tool for the analysis of Diesel spray structure and dynamics under engine-like injection and ambient conditions. Free inert diesel spray has been considered as a simplifying assumption.

The research started from a review of the physical processes involved in spray modeling based upon an *E-L 3D-CFD* framework. The characteristics and limitations of this approach have been pointed out based on this review. After that, a spray characterization methodology has been developed based on experimental comparison indicators, mainly spray tip penetration, as well as other parameters that allow the detailed description of spray flow dynamics. Using these indicators, model sensitivity studies concerning numerical parameters, turbulence and spray sub-model effects, have been carried out. Based on those results, a reference set-up configuration has been defined.

On the other hand, *E-L* model limitations for near-nozzle dense flow region modeling, where model basic hypothesis are no longer valid, has led to the development of an approach combining *Eulerian 1-D* spray model based on turbulent jet theory and *E-L 3D-CFD*. Spray simulations in this region have been improved in this way.

Eventually, assessment of simulation results with experimental data under different operating conditions, using both standard *3D* and *1D3D* model, have been performed to evaluate the proposed approach and to complete a detailed Diesel spray description and analysis.





*a la memoria de mi abuela Avi  
a Norgen, Ana y Marianna  
a Simon*



## Agradecimientos

Llegado este momento es difícil en pocas palabras plasmar mis sentimientos sobre las experiencias acumuladas y el aprendizaje alcanzado gracias al esfuerzo y a las personas que estuvieron a mi lado durante los años de estudio, preparación y escritura de esta tesis doctoral.

Quisiera entonces agradecer a la Universidad Politécnica de Valencia y a los profesores Francisco Payri, José María Desantes, Vicente Macián, Jesús Benajes y Alberto Broatch por la oportunidad que me ofrecieron de formar parte del personal investigador y de participar en proyectos del *CMT*, muchos de los cuales surgieron las ideas para la realización de esta tesis.

Quisiera expresar mi más profundo agradecimiento a mis tutores del *CMT* José Manuel Pastor y José María García-Oliver, dos personas maravillosas que me han enseñado a trabajar metodológicamente en *CFD* con una mirada siempre puesta al entendimiento y análisis de la física del problema y muy fundamentalmente, por haber creído en mi, por la paciencia, por las horas dedicadas a guiarme, por el apoyo y por tanta motivación; que han permitido que hoy pueda ver materializado el sueño de la terminación de este trabajo, ¡MUCHAS GRACIAS!

Especialmente, quisiera agradecer a mis padres Norgen y Ana y a mi hermana Marianna por el amor incondicional demostrado durante toda mi vida, por la compañía a pesar de la distancia física, por la ayuda y motivación al trabajo incansable, que siempre me han brindado en momentos buenos y difíciles. A Simon, mi compañero de vida, por el amor y la comprensión ante los muchos años, meses, días de semana, fines de semana y horas, que he tenido que dedicar al estudio y desarrollo de esta tesis. Gracias infinitas a los cuatro por todas las alegrías que me dan y apoyo para el alcance de metas personales y profesionales.

También un agradecimiento a todos los profesores, en particular a Xandra Margot y Sergio Hoyas por sus consejos, ayuda y motivación, al personal de secretariado y compañeros del *CMT*. A los amigos con los que compartí dentro y fuera del instituto, que me ayudaron a aliviar la soledad de estar lejos de mi familia y de mi país. Por orden alfabético gracias a Alberto Pinzello, Anne-S. Le Meur, Antonio García, Antonio Gil, Cristian Donayre, Daniela de Lima, Elkin Martínez, Gabriela Bracho, Juan M. Mompó, Manuel Rivas, Olegario Dávila y Raquel Fraile por la ayuda y buena amistad.



# Índice general

<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. Contextualización del trabajo .....	1
1.2. Objetivos .....	4
1.3. Estructura del documento .....	4
Bibliografía .....	6
<b>2. Física y modelado del chorro Diesel en condiciones inertes</b>	<b>7</b>
2.1. Introducción .....	7
2.2. Metodologías de modelado .....	8
2.3. Condiciones de contorno en la tobera de inyección para el modelado de chorros .....	16
2.4. Fenómenos relacionados con la población de gotas. Atomización y Coalescencia .....	18
2.5. Intercambio de cantidad de movimiento .....	43
2.6. Interacción turbulenta aire/gota .....	47
2.7. Evaporación .....	53
2.8. Resumen y discusión .....	57
2.A. Anexo: Ecuaciones generales del modelo <i>Euleriano-Lagrangiano</i> <i>3D-CFD</i> de chorros .....	62
2.A.1. Ecuación general de la fase gaseosa .....	62
2.A.2. La ecuación del chorro .....	62
Bibliografía .....	64

<b>3. Análisis del modelo Euleriano-Lagrangiano 3D-CFD</b>	<b>71</b>
3.1. Introducción .....	72
3.2. Planteamiento .....	72
3.2.1. Estudios de sensibilidad .....	72
3.2.2. Medidas experimentales .....	73
3.2.3. Metodología de análisis .....	74
3.2.4. Malla y configuraciones numéricas para las simulaciones de chorro líquido .....	77
3.3. Influencia de errores de discretización de tipo numérico .....	80
3.3.1. Paso de tiempo y número de “parcels” inyectadas ....	81
3.3.2. Tamaño de malla .....	84
3.4. Estudio del modelado de la turbulencia .....	89
3.4.1. Chorro gaseoso .....	89
3.4.2. Chorro líquido .....	93
3.5. Estudio de sub-modelos de inyección, atomización y coalescencia de gotas .....	103
3.6. Síntesis y conclusiones .....	108
Bibliografía .....	110
<b>4. Modelo Euleriano-Lagrangiano 1D3D-CFD aplicado al chorro Diesel</b>	<b>113</b>
4.1. Introducción .....	114
4.2. Modelo <i>Euleriano-1D</i> de chorros .....	114
4.3. Modelo <i>Euleriano-Lagrangiano 1D3D-CFD</i> .....	118
4.3.1. Metodología de acoplado .....	118
4.3.2. Modelo <i>Euleriano-Lagrangiano 3D-CFD</i> de base .....	119
4.4. Estudio comparativo 1D3D vs 3D. Planteamiento .....	121
4.5. Estudio comparativo 1D3D vs 3D. Resultados y discusión ...	122
4.5.1. Penetración .....	122
4.5.2. Velocidad en el eje .....	123
4.5.3. Parámetros obtenidos de integrales radiales del chorro	124

---

4.5.4. Tamaños de gotas .....	126
4.6. Síntesis y conclusiones .....	128
Bibliografía .....	129
<b>5. Aplicaciones del modelo Euleriano-Lagrangiano <i>1D3D-CFD</i></b>	<b>131</b>
5.1. Introducción .....	132
5.2. Medidas experimentales .....	132
5.2.1. <i>CMT</i> -Motores Térmicos .....	132
5.2.2. <i>Sandia National Laboratories</i> .....	133
5.3. Chorros no-evaporativos con tasa variable .....	134
5.4. Chorros no evaporativos. Efecto de la densidad ambiente ....	137
5.5. Chorros evaporativos. Efecto de la temperatura ambiente ....	142
5.6. Comparación entre chorros evaporativos y no evaporativos ...	147
5.7. Síntesis y conclusiones .....	148
5.A. Anexo: Configuración física de base de las simulaciones <i>1D</i> y <i>CFD</i> para los chorros evaporativos .....	150
5.B. Anexo: Influencia de las propiedades del combustible sobre la longitud líquida máxima .....	152
Bibliografía .....	154
<b>6. Conclusiones y trabajos futuros</b>	<b>157</b>
6.1. Conclusiones .....	157
6.2. Trabajos futuros .....	161
<b>Índice Bibliográfico</b>	<b>163</b>

# Índice de Figuras

2.1. Procesos físicos que tienen lugar en el chorro Diesel libre. . . . .	8
2.2. Esquemas representativos del modelado fenomenológico de chorros . . . . .	10
2.3. Parámetros característicos para la evaluación del flujo a la salida de la tobera de inyección . . . . .	17
2.4. Comportamiento de un chorro líquido cilíndrico. Arriba: curva de estabilidad, abajo: ejemplos de visualización . . . . .	20
2.5. Esquema de la región cercana al inyector de un chorro en régimen de atomización completa . . . . .	22
2.6. Esquema representativo de los regímenes de atomización secundaria o <i>breakup</i> (en inglés) . . . . .	23
2.7. Esquema representativo de los regímenes de coalescencia: (a) tipos de interacción gota/gota y, (b) mapa de los regímenes en función de los parámetros determinantes . . . . .	24
2.8. Curvas típicas de distribución de gotas obtenidas con las funciones de probabilidad: (a) curvas de distribución de frecuencias del diámetro de la gota basadas en número y volumen, (b) curva típica de la distribución de diámetros de gota acumulativa . . . . .	26
2.9. Esquema representativo de las ondas superficiales del chorro en el sub-modelo de atomización de Kelvin-Helmholtz ( <i>KH</i> ) . . .	28
2.10. Esquema representativo de la ruptura primaria de las “parcels” (en inglés) de un chorro simulado por el sub-modelo de atomización de Kelvin-Helmholtz ( <i>KH</i> ) . . . . .	30
2.11. Esquema representativo de la ruptura de las “parcels” en un chorro simulado por el sub-modelo de atomización de Rayleigh-Taylor ( <i>RT</i> ) . . . . .	31



2.12. Esquema representativo de la ruptura primaria y secundaria de un chorro simulado por la combinación de los sub-modelos de Kelvin-Helmholtz ( <i>KH</i> ) y Rayleigh-Taylor ( <i>RT</i> ) . . . . .	32
2.13. Esquema representativo de la ruptura primaria de un chorro simulado por el sub-modelos de Huh-Gosman ( <i>HG</i> ) . . . . .	34
2.14. Esquema representativo de la deformación de la “parcel” de un chorro simulado por el sub-modelo de la Analogía de Taylor ( <i>TAB</i> ) . . . . .	37
2.15. Esquema de definición del parámetro de impacto ( <i>B</i> ) en el modelado de la coalescencia de chorros . . . . .	41
2.16. Esquema representativo de los tipos de modelado del proceso de evaporación en las “parcels” de un chorro . . . . .	56
3.1. Esquema de un chorro gaseoso turbulento . . . . .	76
3.2. Configuración y vistas de la malla <i>3D</i> para la simulación <i>CFD</i> del chorro Diesel de referencia . . . . .	79
3.3. Parámetros del chorro Diesel calculados con diferentes pasos de tiempo de cálculo . . . . .	82
3.4. Parámetros del chorro Diesel calculados con diferentes números de gotas inyectadas por segundo . . . . .	83
3.5. Comparación de iso-superficies de magnitud de velocidad del gas (izquierda) y de los diámetros de gotas (derecha) de los chorros Diesel calculados utilizando diferentes valores de números de gotas inyectadas por segundo: (a) Caso 1, (b) Caso 2, (c) Caso 3 y (d) Caso 4 de la tabla 3.5 ( $t=2\text{ms}$ ) . . . . .	84
3.6. Comparación de la relación de volúmenes de las fases líquida y gaseosa de los chorros Diesel calculados con las mallas <i>M0</i> y <i>M1</i> ( $t=2\text{ms}$ ) . . . . .	85
3.7. Parámetros del chorro Diesel calculados con 5 mallas de distinta resolución . . . . .	87
3.8. Comparación de contornos de magnitud de velocidad del gas (parte superior) y de los diámetros de gotas (parte inferior) de los chorros Diesel calculados utilizando 5 diferentes resoluciones de malla: (a) <i>M0</i> , (b) <i>M1</i> , (c) <i>M2</i> , (d) <i>M3</i> y (e) <i>M4</i> ( $t=2\text{ms}$ ) . . . . .	88
3.9. Configuración y vistas de las condiciones de contorno de la malla axisimétrica para la simulación <i>CFD</i> de chorro gaseoso turbulento . . . . .	91

3.10. Influencia del modelado de la turbulencia y de la constante $C_{\epsilon_1}$ en la tasa de englobamiento $K$ del chorro gaseoso estacionario	93
3.11. Parámetros globales del chorro Diesel calculados con los modelos de turbulencia $\kappa - \epsilon$ estándar, modificado con $C_{\epsilon_1}=1.51$ y <i>RNG</i>	95
3.12. <i>SMD</i> global del chorro Diesel, axial y en diferentes posiciones radiales y en secciones perpendiculares al eje del chorro calculados con los modelos de turbulencia $k - \epsilon$ estándar, modificado con $C_{\epsilon_1}=1.51$ y <i>RNG</i> . . . . .	96
3.13. Parámetros del chorro Diesel calculados con el modelo de turbulencia $k - \epsilon$ modificado $C_{\epsilon_1}=1.51$ y con/sin el sub-modelo de dispersión turbulenta de las gotas . . . . .	97
3.14. Comparación cualitativa de los chorros calculados con el modelo de turbulencia $k - \epsilon$ modificado $C_{\epsilon_1}=1.51$ : (a) con y (b) sin, el sub-modelo de dispersión turbulenta de las gotas ( $t = 2ms$ ) . .	98
3.15. (a) Velocidades en el eje y (b-f) distribuciones de velocidad axial a lo largo del eje a diferentes distancias en $z$ (b a f), del chorro Diesel calculado con el modelo de turbulencia $\kappa - \epsilon$ modificado $C_{\epsilon_1}=1.51$ . . . . .	99
3.16. Parámetros del chorro Diesel globales y de las fases líquida y gaseosa calculados con el modelo de turbulencia $k - \epsilon$ modificado $C_{\epsilon_1}=1.51$ . . . . .	101
3.17. Términos del balance de cantidad de movimiento ( <i>BCDM</i> ) del chorro calculados con el modelo de turbulencia $\kappa - \epsilon$ modificado con $C_{\epsilon_1}=1.51$ . . . . .	103
3.18. Influencia del modelo de inyección, atomización secundaria y coalescencia en los parámetros estructurales calculados del chorro Diesel . . . . .	105
3.19. Influencia del modelo de inyección y la atomización secundaria en las velocidades de las fases en el eje del chorro Diesel . . . . .	106
3.20. Comparación cualitativa de los chorros calculados con y sin coalescencia: (a) <i>HGHF</i> (Caso 5) y (b) <i>HGHF+OR</i> (Caso 6), ( $t = 2ms$ ) . . . . .	108
4.1. (a) Esquema de un chorro y sus zonas y (b) Esquema de un chorro Diesel modelado como un chorro gaseoso turbulento . .	115

4.2. Esquema de la metodología de acoplamiento <i>1D3D</i> desde el punto de vista de los perfiles radiales de velocidad y la velocidad en el eje de la fase gaseosa y para dos instantes de tiempo diferentes: (a) $t_n$ y (b) $t_{n+1}$ .....	118
4.3. Penetraciones del chorro Diesel calculado con los modelos <i>3D</i> estándar y <i>1D3D</i> , utilizando 4 resoluciones de malla distintas y, comparación con el modelo <i>1D</i> de referencia .....	122
4.4. Velocidades en el eje de las fases líquida y gaseosa del chorro Diesel calculadas con los modelos <i>3D</i> estándar y <i>1D3D</i> , utilizando las mallas <i>M1</i> y <i>M3</i> y, comparación con el modelo <i>1D</i> de referencia (flujo total) .....	124
4.5. Flujos máxicos totales y velocidades del líquido y del gas en secciones radiales al eje del chorro Diesel calculados con los modelos <i>3D</i> estándar y <i>1D3D</i> , utilizando las mallas <i>M1</i> y <i>M3</i> y, comparación con el modelo <i>1D</i> de referencia .....	125
4.6. <i>SMD</i> global del chorro Diesel calculado con los modelos <i>3D</i> estándar y <i>1D3D</i> , utilizando 4 resoluciones de malla distintas	127
4.7. Comparación de contornos de magnitud de velocidad del gas (izquierda) y de los diámetros de gotas (derecha) de los chorros Diesel calculados utilizando las mallas <i>M1</i> y <i>M3</i> y los modelos <i>3D</i> estándar y acoplado <i>1D3D</i> : (a) y (b) <i>3D</i> y, (c) y (d) <i>1D3D</i> ( $t=1.4\text{ms}$ ) .....	128
5.1. Tasas de inyección generadas por un sistema prototipo .....	133
5.2. Penetraciones de los chorros Diesel inyectados con tasas de combustible variables, calculadas con los modelos <i>3D</i> estándar y <i>1D3D</i> utilizando las mallas <i>M1*</i> (izquierda) y <i>M1</i> (derecha), y su correspondiente comparación con experimentos .....	136
5.3. Velocidades en el eje de las fases líquida y gaseosa de los chorros Diesel inyectados con tasas de combustible variables, para diferentes instantes de tiempo, calculados con los modelos <i>3D</i> estándar y <i>1D3D</i> , utilizando la malla <i>M1*</i> .....	138
5.4. Flujos máxicos totales en secciones perpendiculares de los chorros Diesel inyectados con tasas de combustible variables, para diferentes instantes de tiempo, calculados con los modelos <i>3D</i> estándar y <i>1D3D</i> , utilizando la malla <i>M1*</i> .....	139

5.5. Penetraciones de los chorros Diesel inyectados a tasa de combustible constante y en diferentes densidades ambientales, obtenidas con los modelos $3D$ estándar y $1D3D$ , utilizando las mallas $M1$ (izquierda) y $M3$ (derecha), y su correspondiente comparación con experimentos . . . . .	140
5.6. Velocidades en el eje del gas y flujos másicos en secciones radiales de los chorros Diesel inyectados a tasa de combustible constante y en diferentes densidades ambientales, calculados con los modelos $3D$ estándar y $1D3D$ , utilizando las mallas $M1$ (izquierda) y $M3$ (derecha) . . . . .	141
5.7. Penetraciones de vapor ( $S$ ) de los chorros evaporativos inyectados a tasa de combustible constante y en tres densidades ambientales distintas, calculados con los modelos $3D$ y $1D3D$ utilizando las mallas $M1$ (izquierda) y $M3$ (derecha), y su correspondiente comparación con los experimentos . . . . .	144
5.8. Longitudes líquidas ( $LL$ ) de los chorros evaporativos inyectados a tasa de combustible constante y en tres densidades ambientales distintas, calculadas con los modelos $3D$ y $1D3D$ utilizando las mallas $M1$ (izquierda) y $M3$ (derecha), y su correspondiente comparación con los experimentos . . . . .	145
5.9. Flujos másicos totales de los chorros Diesel evaporativos inyectados a tasa constante y en tres densidades ambientales distintas, calculados con los modelos $3D$ estándar y $1D3D$ , utilizando las mallas $M1$ (izquierda) y $M3$ (derecha) . . . . .	146
5.10. Penetraciones de vapor ( $S$ ) de los chorros Diesel en condiciones no evaporativas y evaporativas inyectados en tres densidades ambientales distintas, calculadas con el modelo $1D3D$ utilizando la malla $M1$ y, su respectiva comparación con datos experimentales . . . . .	147
5.11. Velocidades en el eje para el gas y flujos másicos totales de los chorros Diesel no evaporativos y evaporativos, inyectados en tres densidades ambientales distintas, calculadas con el modelo $1D3D$ y utilizando la malla $M1$ . . . . .	148
5.12. Penetraciones ( $S$ ) y longitudes líquidas ( $LL$ ) de los chorros Diesel evaporativos inyectados con tasa de combustible constante y en tres densidades ambientales distintas, calculadas con el modelo $1D$ y comparación con experimentos . . . . .	151

---

5.13. Penetraciones de vapor ( $S$ ) de los chorros Diesel evaporativos inyectados a tasa constante, calculadas con los modelos: $3D$ con coalescencia y $3D$ con coalescencia y utilizando la ecuación fenomenológica y, su correspondiente comparación con datos experimentales ( $\rho_a = 13.9 \text{ (kg/m}^3\text{)}$ , Malla $M1$ ) . . . . .	153
5.14. Penetraciones de vapor ( $S$ ) y longitudes líquidas ( $LL$ ) de los chorros Diesel evaporativos inyectados a tasa constante, con diferentes combustibles y considerando dos densidades ambientales, calculadas con los modelos $1D3D$ y comparación con experimentos, utilizando la malla $M1$ . . . . .	154

# Índice de Tablas

2.1. Términos fuentes $S_\phi$ .....	63
2.2. Source interaction terms $S_{\phi,d}$ .....	63
3.1. Datos experimentales de Siebers de chorros Diesel en condiciones de inyección a tasa constante y ambientales no evaporativas. Características geométricas de la tobera y coeficientes de inyección .....	74
3.2. Definición de condiciones iniciales y de contorno para el chorro Diesel en <i>Star-CD</i> .....	78
3.3. Configuración de sub-modelos de chorro para la definición de un caso de referencia de chorro Diesel en condiciones no evaporativas en <i>Star-CD</i> .....	80
3.4. Matriz de estudio para análisis del efecto del paso de tiempo en el cálculo del chorro Diesel ( $Np = 1 \cdot 10^7 s^{-1}$ ) .....	81
3.5. Matriz de estudio para análisis del efecto del número de gotas inyectadas por segundo en el cálculo del chorro Diesel ( $\delta t = 0.5 \mu s$ ) .....	81
3.6. Características de las mallas <i>3D</i> y tamaños de celdas utilizados para el estudio de la influencia de la malla .....	85
3.7. Definición de condiciones de contorno para el chorro gaseoso turbulento iso-denso en <i>Star-CD</i> .....	92
3.8. Matriz de estudio para análisis del efecto del modelo de turbulencia y variación de la constante $C_{\epsilon_1}$ en el chorro gaseoso .....	92
3.9. Matriz de estudio para el análisis del efecto del tipo de inyección en el chorro Diesel, atomización secundaria y coalescencia en el chorro Diesel .....	104

---

4.1. Definición de condiciones de contorno para el chorro gaseoso equivalente al chorro Diesel no evaporativo en el modelo $1D$ .	117
5.1. Datos experimentales de Siebers. Condiciones ambientales y medidas de ángulo de chorro para chorros en condiciones no evaporativas .....	134
5.2. Datos experimentales de Sandia. Condiciones ambientales y medidas de ángulo de chorro para chorros en condiciones evaporativas inertes.....	134





# Tabla de símbolos

## *Latinos*

$a$	Aceleración
$A$	Área
$B$	Parámetro adimensional de impacto
$B_M$	Número de Spalding de transferencia de masa
$C_a$	Coefficiente de área del flujo a la salida de la tobera
$C_d$	Coefficiente de descarga del flujo a la salida de la tobera
$C_v$	Coefficiente de velocidad del flujo a la salida de la tobera
$C_D$	Coefficiente de arrastre
$D$	Diámetro
$D_f$	Difusividad
$D_{10}$	Diámetro medio de la población de gotas ( <i>AMD</i> )
$D_{32}$	Diámetro medio de Sauter ( <i>SMD</i> )
$E_{12}$	Eficiencia de colisión de gotas
$F$	Fuerza
$f$	Función de probabilidad de densidad
$h$	Entalpía
$k$	Conductividad térmica
$K$	Tasa de englobamiento
$L$	Longitud característica
$m$	Masa
$\dot{m}$	Flujo másico
$\dot{M}$	Flujo de momento
$N_d$	Número de gotas en una “parcel”
$N_p$	Número de “parcels”

---

$Nu$	Número adimensional de Nusselt
$Oh$	Número adimensional de Ohnesorge
$P_0$	Distribución de Poisson
$PM$	Peso molecular
$Pr$	Número adimensional de Prandtl
$Q$	Fracción volumétrica
$r$	Radio
$R$	Radio externo del chorro
$Re$	Número adimensional de Reynolds
$S_\phi$	Términos fuentes
$S_{\phi,d}$	Términos fuentes de interacción de las fases
$Sc$	Número adimensional de Schmidt
$Sh$	Número adimensional de Sherwood
$t$	Tiempo
$T$	Temperatura
$\mathbf{u}$	Vector de velocidad
$U$	Magnitud de velocidad
$V$	Volumen
$V_r$	Magnitud de velocidad radial (coordenadas cilíndricas)
$We$	Número adimensional de Weber
$x$	Posición radial (coordenadas cartesianas)
$x_{def}$	Desplazamiento del ecuador de la gota desde su posición de equilibrio
$y$	Posición radial (coordenadas cartesianas)
$y_{def}$	Parámetro adimensional de distorsión de la gota
$Y$	Fracción másica
$z$	Posición axial (coordenadas cartesianas)

**Griegos**

$\alpha$	Ángulo de colisión de las “parcels”
$\beta$	Ángulo del chorro
$\epsilon$	Tasa de disipación de la energía turbulenta
$\eta$	Amplitud de las perturbaciones superficiales del chorro
$\Gamma$	Coefficientes de difusión en la ecuación de conservación
$\kappa$	Energía cinética turbulenta
$\lambda$	Longitud de onda

---

$\mu$	Viscosidad dinámica
$\nu$	Viscosidad cinemática
$\omega$	Tasa de crecimiento de la onda supercicial del chorro
$\bar{\omega}$	Tasa de cambio de la masa por unidad de volumen de una determinada especie
$\rho$	Densidad
$\sigma$	Tensión superficial
$\tau$	Tiempo de retraso
$\theta$	Relación de volúmenes de las fases en una celda ( <i>void fraction</i> )
$\phi$	Referido a cualquier variable

**Superíndices**

'	Valor fluctuante
---	------------------

**Subíndices**

0	Valor inicial
A	Referido a atomización
ave	Valor promedio ( <i>average</i> )
bu	Referido a la ruptura de gotas ( <i>breakup</i> )
col	Referido a la coalescencia de gotas
crit	Valor crítico
D	Referido a la fuerza de arrastre
def	Referido a deformación de gotas
d	Referido a una gota
evap	Referido a la evaporación
e	Referido al remolino
eq	Equivalente
ef	Valor efectivo
g	Referido al gas
I	Referido a interacción
i	Referido a una especie
in	Interior
inj	Referido a la inyección
l	Referido al combustible líquido
o	Referido a la geometría nominal del orificio de la tobera
p	Referido a la "parcel"

---

<i>ref</i>	Valor de referencia
<i>rel</i>	Valor relativo
<i>s</i>	Valor en la superficie de la gota
<i>S</i>	Valor estable
<i>th</i>	Valor teórico
<i>turb</i>	Referido a turbulencia
<i>v</i>	Referido al vapor
<i>W</i>	Referido a longitud de onda superficial, término fuente modulador de turbulencia
$\infty$	Referido a condiciones ambientales

### Siglas y acrónimos

1D	Modelo Unidimensional
3D	Modelo Tridimensional
1D3D	Modelo combinado Unidimensional-Tridimensional
AMD	Diámetro medio de la población de gotas
BDCM	Balace de cantidad de movimiento
CDM	Modelo de Gotas Continuo ( <i>Continuum Droplets Model</i> )
CFD	Dinámica de Fluidos Computacional ( <i>Computational Fluid Dynamics</i> )
CMT	Centro de Motores Térmicos de la Universidad Politécnica de Valencia
DNS	Simulación Numérica Directa ( <i>Direct Numerical Simulation</i> )
DDM	Modelo de Gotas Discreto ( <i>Discrete Droplets Model</i> )
E-L	Modelo Euleriano-Lagrangiano ( <i>Eulerian-Lagrangian Model</i> )
E-E	Modelo Euleriano-Euleriano ( <i>Eulerian-Eulerian Model</i> )
KH	Modelo de Kelvin y Helmholtz
MCIA	Motores de Combustión Interna Alternativos
MPI	Modelo del Instituto Max Planck
LES	Simulación de Remolinos de Escalas de Tamaño Grandes ( <i>Large Eddy Simulation</i> )
HF	Modelo de Hsiang y Faeth
HG	Modelo de Huh y Gosman
LI	Longitud intacta
LL	Longitud líquida del chorro
OR	Modelo de O'Rourke
RANS	Simulación de las ecuaciones promediadas de Reynolds y Navier-Stokes ( <i>Reynolds Averaged Navier-Stokes Simulation</i> )

---

RD	Modelo de Reitz y Diwakar
RNG	Modelo de turbulencia del <i>Renormalization Group</i>
RT	Modelo de Rayleigh y Taylor
S	Penetración del gas del chorro
SMD	Diámetro medio de Sauter de la población de gotas ( <i>Sauter Mean Diameter</i> )
TAB	Modelo basado en la Analogía de Taylor ( <i>Taylor Analogy Breakup</i> )



# Capítulo 1

## Introducción

### Contenido

---

1.1. Contextualización del trabajo .....	1
1.2. Objetivos.....	4
1.3. Estructura del documento .....	4
Bibliografía.....	6

---

### 1.1. Contextualización del trabajo

La investigación en los motores Diesel está orientada hacia la obtención de motores más eficientes, potentes y a la reducción de las emisiones contaminantes para cumplir las estrictas normativas impuestas por los gobiernos de diferentes países [1]. Con estos objetivos en mente, el estudio de las estrategias activas (referidas a la combustión y renovación de la carga), y más específicamente aquellas referidas al proceso de inyección y formación del chorro Diesel, siguen teniendo gran interés en la comunidad científica.

La combustión del chorro no estacionario turbulento involucra la interacción de muchos procesos físicos y químicos complejos tales como la formación de las gotas, atomización secundaria, colisión o coalescencia, generación/disipación de turbulencia, evaporación, y reacciones químicas en ambientes altamente no homogéneos. La complejidad de las interacciones entre los diferentes fenómenos hacen difícil y costoso el estudio de cada uno de ellos por separado únicamente a través de la experimentación.

Es aquí donde los estudios numéricos basados en modelos que cada vez se acercan más a la realidad del proceso, tienen una gran relevancia hoy en día y seguirán teniéndola en el futuro. En este sentido se puede afirmar que actualmente existen dos ramas de investigación concernientes al diseño y optimización de los motores: una que involucra experimentos con un motor físico y la otra que tiende al modelado completo del motor. Ambas ramas buscan siempre apoyo mutuo, pues ninguna puede estudiar completamente todos los fenómenos. La gran ventaja del modelado es que a través de modelos razonables y verificados, permite estudiar motores conceptuales y modos de combustión mucho antes de que los prototipos sean construidos, y a un menor coste.

Debido a la importancia de una descripción detallada de la formación y mezcla del chorro en la cámara de combustión, como primera fase del proceso de combustión y para la posterior estimación de las emisiones contaminantes, una variada cantidad de modelos han surgido en las últimas décadas. Estos se pueden dividir en dos grandes categorías: aquellos que modelan todos los procesos físicos y químicos a través de ecuaciones empíricas o semi-empíricas (modelos cero-dimensionales, fenomenológicos y uni-dimensionales (*1D*)), y los que se basan en la utilización de las ecuaciones de *Navier-Stokes*, además de las ecuaciones de conservación de masa y energía para calcular los procesos que tienen lugar en un chorro, incluida la turbulencia, y que se apoyan para su resolución en la Dinámica de Fluidos Computacional (*CFD*).

El modelado multi-dimensional *CFD* es una herramienta muy importante de análisis y diseño de *MCI*. Este puede sub-dividirse según el tratamiento que se le dé al modelado de la turbulencia, pudiendo ser de tipo *Reynolds-Averaged Navier Stokes (RANS)* en inglés, *Large-eddy Simulation (LES)* y *Direct Numerical Simulation (DNS)*.

Esta tesis se centra en el modelado de chorros bifásicos a través de los modelos *RANS* por ser los de aplicación industrial en la actualidad, con los que se puede modelar y evaluar todo el sistema de combustión con un aceptable coste computacional. Existen modelos de chorros de aplicación industrial basados en *LES* (“Engineering LES”, en inglés) pero que plantean las mismas limitaciones que las que se abordan en este trabajo [2]. En el caso de simulaciones directas (*DNS*) y también de *LES* de alta resolución (“Scientific LES”, en inglés), no es posible su utilización para el cálculo en aplicaciones industriales.

El modelado más clásico *RANS* combina dos planteamientos para la descripción de la dinámica del flujo en lo que se conoce como el modelo *Euleriano-Lagrangiano (E-L)* también llamado “Droplet Discrete Model” [3],



en inglés), siendo la fase gaseosa tratada mediante la descripción *Euleriana* y la fase líquida mediante la descripción *Lagrangiana*. Principalmente la interacción de ambas fases se representa numéricamente a través de la relación de volúmenes de las fases<sup>1</sup> y en los términos fuentes de las ecuaciones de conservación del flujo, y es allí donde sub-modelos de chorro juegan un papel importante.

El modelo *E-L* por su practicidad, es ampliamente utilizado en la simulación de chorros Diesel. Sin embargo, inicialmente su formulación se basó para condiciones de flujo disperso, es decir, con un volumen ocupado por la fase líquida respecto al de la mezcla bifásica muy inferior a uno en todas las celdas de la malla computacional. Ésta hipótesis del modelo conlleva a que a la hora de simular un chorro Diesel, que por lo general presenta una densidad de líquido muy alta en la zona de inyección, no pueda ser simulado con la suficiente resolución de malla en dicha zona, muy importante para la escala de los motores de combustión interna.

En este sentido, la presente tesis doctoral se enmarca en el campo de estudio del modelado aplicado al chorro Diesel y en particular, del modelo multi-dimensional *E-L 3D-CFD*. La idea fundamental del trabajo es la de profundizar en el conocimiento de éste modelo para simular chorros Diesel. Se pretende estudiar sus ventajas y limitaciones propias de su formulación, y revisar las diferentes estrategias sugeridas por los investigadores para minimizar en lo posible esas limitaciones.

Como punto de partida de la misma, se cuenta con los trabajos previos del grupo de investigación *CMT-Motores Térmicos* (tesis doctorales de Arrègle [4], Correas [5], Ruiz [6], López [7] y García-Oliver [8]), en donde se recogen conocimientos teóricos y experimentales acerca del comportamiento del chorro Diesel no evaporativo y evaporativo en ambiente inerte. Por otra parte, otro antecedente de este trabajo es la tesis de corte numérico de Pinzello [9] enfocada al estudio del modelo *E-L 3D-CFD* para la simulación de chorros.

Con la evaluación crítica del modelo *E-L* y de la revisión bibliográfica de estrategias de mejora, se propone en esta investigación una metodología de simulación basada en la combinación del modelo *Euleriano-1D* desarrollado por García-Oliver [8] y Desantes et al. [10] y el *E-L 3D-CFD* del código *Star-CD* [11], con la finalidad de contribuir al análisis del chorro Diesel modelado desde un punto de vista global, de la interacción entre las fases líquido/gas, de su estructura y dinámica interna.

---

<sup>1</sup>Lo que se conoce en inglés como “void fraction” y que se define como el ratio entre el volumen total de líquido en una celda y el volumen de la celda, que es a su vez el volumen del gas.

Finalmente, se debe mencionar que los chorros Diesel simulados y mostrados en los capítulos de resultados, presentan diferentes condiciones de inyección y ambientales no reactivas en la cámara de combustión. Los datos experimentales han sido tomados de trabajos elaborados en el grupo de investigación *CMT* (tesis de López [7]), así como de otros realizados por investigadores del *Sandia National Laboratories* de Estados Unidos de América [12], que son utilizados como referencia reconocida en este campo.

## 1.2. Objetivos

El objetivo principal de este trabajo de investigación es el de contribuir al mejor conocimiento de la herramienta de cálculo *3D-CFD* para la simulación del chorro libre Diesel en condiciones inertes, es decir, sin considerar los efectos de la combustión ni de su interacción con la pared.

A partir de este objetivo general, se plantean los siguientes objetivos parciales:

- Análisis crítico de la herramienta, mediante evaluación de la influencia de parámetros numéricos y diversos sub-modelos de chorro sobre parámetros “tradicionales” de análisis del chorro (penetración y variables locales)
- Evaluación del acoplamiento *1D3D* como modo de evitar el problema de la inconsistencia del modelo *E-L 3D-CFD* estándar en la cercanía de la tobera, donde las hipótesis de chorro disperso son cuestionables. De esta manera se pretende obtener una simulación de chorro más precisa en la zona cercana a la inyección

## 1.3. Estructura del documento

Con la finalidad de cumplir con los objetivos antes mencionados, la metodología utilizada y su relación con la estructura del documento se establece de la siguiente manera:

- I. **Introducción.** Se refiere al presente capítulo 1 que introduce y contextualiza el trabajo de investigación.
- II. **Revisión bibliográfica.** Ésta se desarrolla en el capítulo 2. Se presenta una revisión de los modelos matemáticos y numéricos propuestos por

los investigadores para modelar la fenomenología del chorro, haciéndose énfasis en las características del modelo *E-L 3D-CFD* y sus limitaciones; estas últimas son las que justifican la necesidad de la introducción de mejoras.

En más detalle, se realiza una descripción en conjunta de: (1) los sub-procesos físicos y características del chorro Diesel, además de los parámetros a observar para entender la dinámica del chorro y; (2) los sub-modelos matemáticos y numéricos más conocidos propuestos por los investigadores para modelar dichos sub-procesos en el contexto del modelado *E-L*.

- III. **Evaluación del modelo *E-L 3D-CFD*** El análisis crítico del modelo se lleva a cabo en el capítulo 3 con la presentación de los resultados de estudios paramétricos y de sub-modelos de chorro, en chorros Diesel en condiciones no evaporativas. Este estudio permitirá definir la configuración numérica que será tomada como caso estándar en el resto del documento. También, se desarrollará la metodología para el análisis de las simulaciones *CFD* del chorro que permitirá una comparación directa de parámetros con datos experimentales, además del análisis del comportamiento interno del flujo en el mismo.
- IV. **Planteamiento del modelo acoplado *E-L 1D3D***. En el capítulo 4 se recoge una de las contribuciones más importantes de esta investigación. Se describen brevemente las ecuaciones, estrategias e implementación numérica del modelo combinado que introduce una corrección global a la dinámica del chorro Diesel calculado a partir de un modelo *Euleriano 1D*.
- V. **Aplicaciones del modelo *E-L 1D3D*** En el capítulo 5, se amplían los resultados de las simulaciones de chorro mostradas en los capítulos 3 y 4, considerando chorros en diferentes condiciones de inyección y ambientales. Se realiza una comparación de las simulaciones obtenidas con los modelos estándar *CFD* y el propuesto *1D3D*, además de la correspondiente comparación con los datos experimentales que se disponen. Se presentará una discusión de resultados en donde se analizan las ventajas y limitaciones que ofrece el modelo propuesto.
- VI. **Conclusiones del trabajo** Finalmente, en el capítulo 6 se resumen las conclusiones obtenidas en esta tesis, y las sugerencias para la continuación de la metodología propuesta para la simulación del chorro Diesel.

## Bibliografía

- [1] Página web de “Online information service on clean diesel engines and diesel emissions”. *Información disponible en <http://www.dieselnet.com>.*
- [2] Rutland, C. J. “Large-eddy simulations for internal combustion engines - a review”. *International Journal of Engine Research*, Vol. 12, N<sup>o</sup>. 5, pp. 421451, 2011.
- [3] Dukowicz J.K. “A Particle-Fluid Numerical Model for Liquid Sprays.” *Journal of Computational Physics*, Vol. 35, pp. 229-253, 1980.
- [4] Arrègle J. *Análisis de la estructura y dinámica interna de chorros Diesel*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos, Universidad Politécnica de Valencia, España, 1998.
- [5] Correas D. *Estudio Teórico-Experimental del Chorro Libre Diesel Isotermo*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos, Universidad Politécnica de Valencia, España, 1998.
- [6] Ruiz S. *Estudio Teórico-Experimental de los procesos de atomización y de mezcla en los chorros Diesel D.I.* Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos, Universidad Politécnica de Valencia, España, 2003.
- [7] López J.J. *Estudio Teórico-Experimental del chorro libre Diesel no evaporativo y de su interacción con el movimiento del aire*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos, Universidad Politécnica de Valencia, España, 2003.
- [8] García-Oliver J.M. *Aportaciones al Estudio del Proceso de Combustión Turbulenta de Chorros en Motores Diesel de Inyección Directa*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos, Universidad Politécnica de Valencia, España, 2003.
- [9] Pinzello A. *Analysis of Fuel Sprays and Combustion Processes in Diesel Engines with a Combined Approach of CFD and Phenomenological Models*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos, Universidad Politécnica de Valencia (España) y Dipartimento di Energetica, Politecnico di Torino (Italia), 2008.
- [10] Desantes J.M., López J.J., García J.M. y Pastor J.M. “A 1D model for the description of mixing-controlled inert Diesel sprays.”. *Fuel*, Vol. 87, pp. 2871–2885, 2008.
- [11] *Computational Dynamics Ltd., STAR-CD Versión 4.08*. Methodology manual, 2005.
- [12] Página web de “Engine Combustion Network”. *Información disponible en <http://www.sandia.gov/ecn/cvdata/dsearch/frameset.php>.*

# Capítulo 2

## Física y modelado del chorro Diesel en condiciones inertes

### Contenido

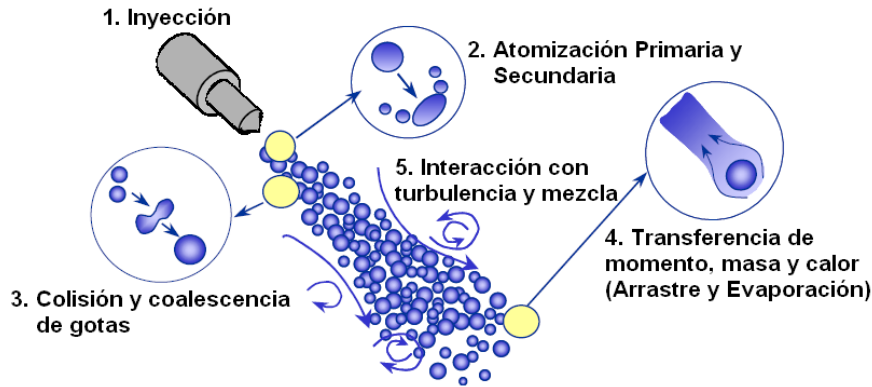
---

2.1. Introducción .....	7
2.2. Metodologías de modelado .....	8
2.3. Condiciones de contorno en la tobera de inyección para el modelado de chorros .....	16
2.4. Fenómenos relacionados con la población de gotas. Atomización y Coalescencia .....	18
2.5. Intercambio de cantidad de movimiento .....	43
2.6. Interacción turbulenta aire/gota .....	47
2.7. Evaporación .....	53
2.8. Resumen y discusión .....	57
2.A. Anexo: Ecuaciones generales del modelo <i>Euleriano-Lagrangiano 3D-CFD</i> de chorros .....	62
2.A.1. Ecuación general de la fase gaseosa .....	62
2.A.2. La ecuación del chorro .....	62
Bibliografía .....	64

---

### 2.1. Introducción

En los motores Diesel tienen lugar fenómenos físicos y químicos muy complejos que todavía no son del todo entendidos. Hoy más que nunca la



**Figura 2.1.** Procesos físicos que tienen lugar en el chorro Diesel libre. Imágen adaptada de la original propuesta por Lippert et al. [1].

experimentación en motores se apoya del modelado de dichos fenómenos para ayudar al diseño, desarrollo y optimización de los mismos.

En éste capítulo se presentan la descripción de la física del chorro Diesel y cómo se modela. Se revisan en general las metodologías de modelado del chorro y se describen cada uno de los sub-procesos físicos que conforman el proceso global de mezcla aire-combustible del chorro, en condiciones inertes (sin combustión). Complementándose cada descripción de fenómenos en cómo son simulados a través de la metodología *Euleriana-Lagrangiana E-L CFD*.

De forma muy global, la física del chorro se puede describir de la siguiente manera: tras el comienzo del proceso de inyección, el chorro se convierte en turbulento, se disgrega, se desacelera a medida que engloba y se mezcla con el aire ambiental, como resultado de los fenómenos físicos de atomización y coalescencia, intercambio de cantidad de movimiento aire/gota, interacción turbulenta y evaporación.

En la figura 2.1 se esquematizan dichos sub-procesos para un chorro libre, es decir; sin considerar los fenómenos que ocurren cuando éste choca con la pared de la cámara de combustión, ya que el estudio de dichos fenómenos se encuentra fuera del alcance de este trabajo.

## 2.2. Metodologías de modelado

Dependiendo del grado de complejidad de su formulación, los modelos buscan predecir las prestaciones y emisión de contaminantes en motores.

En ellos se combinan diferentes disciplinas como la mecánica de fluidos, transferencia de calor, termodinámica y cinética química.

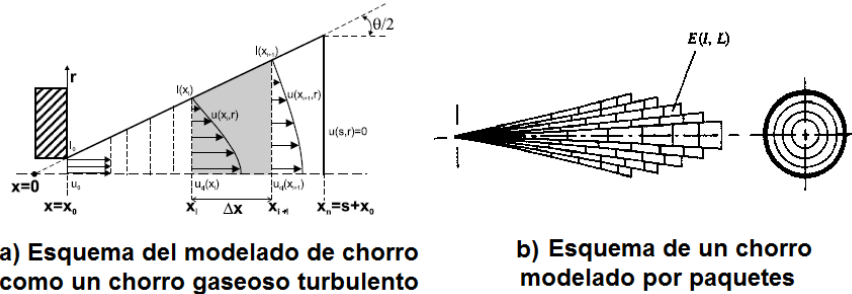
En este trabajo se retoma la clasificación de los modelos existentes para el estudio de los motores de combustión interna planteada por Heywood en su libro [2]; en la que se ubica a los modelos en dos grandes grupos: los modelos termodinámicos y los modelos fluido-dinámicos.

- **Los modelos termodinámicos** basan su estructura en la primera ley de la termodinámica y el balance de masa. Dentro de este grupo, cuando ninguno de los aspectos geométricos del movimiento del fluido pueden ser predichos, se denominan usualmente *cero-dimensionales*; <sup>1</sup>, aquellos modelos en los que se añade información adicional sobre el fenómeno o características geométricas a las ecuaciones de conservación se denominan *fenomenológicos o cuasi-dimensionales*, como por ejemplo los que consideran la forma del chorro
- **Los modelos fluido-dinámicos** basan su estructura en las ecuaciones que gobiernan el flujo. La solución de las ecuaciones de continuidad, momento y energía, proporciona información detallada de la geometría del campo de flujo. Las ecuaciones se presentan en derivadas parciales en el espacio y tiempo, a diferencia de los modelos termodinámicos, que presentan ecuaciones diferenciales ordinarias. Por la gran complejidad que suponen estas ecuaciones, resulta necesaria la utilización de algoritmos de discretización y resolución; apoyándose entonces en la mecánica de fluidos computacional *CFD*. Entre las ventajas de los modelos fluido-dinámicos multi-dimensionales *CFD* sobre los termodinámicos se encuentran la posibilidad de estudiar la influencia de diferentes geometrías de la cámara de combustión en las prestaciones del motor y de modelar e incluso resolver el campo de flujo turbulento

Estos modelos se pueden aplicar para describir cada uno de los subprocesos físicos y químicos que ocurren, en lo que se puede denominar el macro proceso de la combustión en motores de encendido por compresión; como son la inyección (flujo interno en el inyector y toberas), formación de la mezcla aire/combustible (evolución del chorro en la cámara de combustión), fases de la combustión misma<sup>2</sup>, y la generación de contaminantes.

<sup>1</sup>Estos modelos por su simplicidad y eficiencia computacional son muy útiles para la simulación del ciclo Diesel, motores multicilíndricos y sistemas más complejos.

<sup>2</sup>Entre ellas las fases temporales para combustión convencional como son el retraso al autoencendido, combustión premezclada y combustión por difusión [2].



**Figura 2.2.** Esquemas representativos del modelado fenomenológico de chorros [3, 4].

En motores Diesel, los modelos termodinámicos de una sola zona (un solo sistema termodinámico en la cámara de combustión) demuestran gran eficiencia cuando se trata de estimar características globales como la tasa de liberación de calor del combustible inyectado, aunque tienen que ser constantemente calibrados con datos experimentales. Sin embargo, cuando se trata del estudio detallado de la combustión y en particular, de sub-procesos tales como la inyección del chorro, estos modelos no pueden utilizarse por suponer condiciones de mezcla homogénea; siendo adecuados entonces los modelos fenomenológicos y fluido-dinámicos.

Los modelos fenomenológicos de chorros estudian cómo evoluciona la posición y tamaño del mismo en el tiempo. Describen mediante ecuaciones empíricas la evaporación, mezcla con aire limpio, ignición, y posterior mezcla con gases quemados provenientes de la combustión; asumiendo una geometría del chorro dada<sup>3</sup>.

Heywood [2] clasifica a los modelos fenomenológicos de chorros de acuerdo a dos aproximaciones: los que analizan al chorro líquido como si fuese un chorro gaseoso semi-estacionario y unidimensional y, los que discretizan al chorro en paquetes, cuyos esquemas se muestra en la figura 2.2.

La diferencia principal de ambas corrientes de modelado es que en la primera los fenómenos locales a nivel de las gotas (atomización y evaporación) no son considerados como es el caso de la segunda, donde los paquetes se atomizan y pueden tener mezclas de combustible líquido, evaporado, aire y productos de combustión. Los modelos basados en la analogía con chorro gaseoso turbulento se fundamentan en evidencias experimentales que

<sup>3</sup>Generalmente basada en las características axi-simétricas del chorro gaseoso turbulento



establecen que el proceso de combustión Diesel es controlado principalmente por la mezcla turbulenta de aire/combustible [5, 6].

El modelado fluido-dinámico de chorros estudia al mismo considerando sus características inherentes de multi-dimensionalidad y transitoriedad. No se puede afirmar que sea más preciso que el modelado fenomenológico, pero permiten predecir mejor las características del flujo en la cámara de combustión y su interacción con el chorro. Además de ofrecer la posibilidad de determinar el estado de cualquier variable en cualquier posición e instante de tiempo.

Al igual que en los modelos fenomenológicos, los modelos fluido-dinámicos modelan cada uno de los sub-procesos físicos y químicos (cuando se considera combustión) del chorro líquido inyectado en un ambiente gaseoso, pero como se mencionó anteriormente, a través de las ecuaciones de conservación de masa, momento y energía. Existen numerosos modelos *CFD* desarrollados para el cálculo de flujos en los que interaccionan dos fases, que se pueden clasificar en un primer nivel de acuerdo al tipo de ecuaciones de conservación que se utilicen como las ecuaciones de *Navier-Stokes*, *Laplace* y *Lattice-Boltzmann* entre otras.

Los modelos basados en las ecuaciones de *Navier-Stokes* son los más comunes en los códigos *CFD*, y estos a su vez pueden clasificarse según el grado de resolución del campo turbulento de la fase continua en:

- **Los modelos de Reynolds-Averaged Navier-Stokes RANS** resuelven las ecuaciones de conservación para las variables promediadas y se modelan todas las escalas de turbulencia del flujo, grandes y pequeñas, a través de sub-modelos semi-empíricos; y con los cuales se calculan los tensores de esfuerzos turbulentos y el flujo escalar turbulento que permiten el cierre de las ecuaciones. Con ellos no es posible predecir escalas de turbulencia de un determinado tamaño, sólo el valor promediado (*Reynolds* o *Favre averaged*) del campo turbulento, y por lo tanto, no son adecuados para estimar las variaciones del flujo ciclo a ciclo en la cámara de combustión [7]. Estos modelos siguen siendo hoy en día los más utilizados para cálculo en *MCI*
- **Los modelos Large Eddy Simulations LES** se basan en el filtrado de las ecuaciones. Se modelan las escalas pequeñas a través de sub-modelos de turbulencia como en el *RANS*, por debajo de ese filtro y las cuales son consideradas como las más isotrópicas. Se calculan en cambio las escalas grandes del flujo, que son representativas del mismo y que contienen la mayor energía. Los modelos *LES* definen la turbulencia en términos de

variaciones alrededor de un promedio local, entonces está relacionado con eventos en el mismo ciclo [2]. Estos modelos requieren una potencia computacional importante, sin embargo con el avance de la capacidad de los ordenadores están siendo cada vez más utilizados en aplicaciones de motor [8], como por ejemplo en el cálculo del flujo interno en toberas de inyección Diesel [9, 10]

- **El modelado Direct Numerical Simulation DNS** como su nombre lo indica, es la resolución directa de las ecuaciones de conservación instantáneas del flujo y por tanto de todas sus escalas de turbulencia. Computacionalmente es mucho más exigente que *LES* y está todavía restringido a estudios de investigación fundamental. Los resultados de la simulación *DNS* se consideran igual de válidos que los experimentos. Es el método ideal para la simulación del chorro bifásico, pero es aún una herramienta en desarrollo, no se considera como un “experimento numérico” como en casos de flujo monofásico incompresible [11]

El modelado de flujo bifásico depende de las escalas a considerar que pueden ser incluso menores que la de *Kolmogorov*; no está claro cual es la escala mas pequeña, y con ello el tamaño de celda para utilizar en el modelado. En las simulaciones *RANS* siempre hacen falta modelos de atomización y de flujo alrededor de las gotas (arrastre). Los intentos con *LES* de modelar directamente la atomización primaria normalmente tienen dependencia de malla con lo que tienden a ser *DNS*. Incluso en *LES* y en *DNS* llega un momento en el que hace falta un sub-modelo de interacción gota-aire, sino se necesita resolución de malla en cada una de las gotas.

Entre las diferentes metodologías, el *RANS* tradicional es el más práctico todavía hoy a nivel de aplicaciones industriales por su bajo coste computacional y razonables predicciones del comportamiento del chorro. Sin embargo necesita de continuas mejoras en el modelado de la atomización y de la interacción entre fases. Como metodología avanzada, el *LES* provee una mejor predicción de la intermitencia del flujo con respecto a *RANS*, pero también presenta el problema del modelado correcto de los fenómenos de atomización e interacción de fases y es mucho más costoso computacionalmente. La metodología más precisa es el *DNS*; ésta puede ayudar a un mejor entendimiento de los procesos básicos pero el coste computacional es altísimo y lo seguirá siendo en los próximos años, además de que casi no existen muchas aplicaciones documentadas en las condiciones de un motor Diesel.

También, los modelos pueden diferenciarse según como se resuelva la fase líquida con respecto a la gaseosa y se rastree numéricamente la evolución de la interfaz de las mismas; lo que supone diferencias en la adición de ecuaciones de transporte y términos fuentes a las ecuaciones del gas. De forma general se puede decir que hay dos grupos de modelos:

- Aquellos donde la fase líquida es resuelta de forma *Lagrangiana* y la fase gaseosa de forma *Euleriana* (modelos *Euleriano-Lagrangiano E-L*), generalmente mejor adaptados a la presencia de una fase muy dispersa
- Aquellos donde ambas fases son resueltas de forma *Euleriana*, y en los cuales se pueden encontrar los modelos de:
  - Dos fluidos (“Two-fluids” en inglés), con un grupo de ecuaciones de conservación para cada fase. Entre ellos se encuentran los modelos de interfaz resuelta (“sharp interface” en inglés) como los métodos “Volume of Fraction” (*VOF*) [12] y “Level Set” (*LS*) [13], o de interfaz difusa (con la ecuación de “surface density”) [14]
  - Mono-fluido (“single-fluid” en inglés), con una sola ecuación de continuidad y de cantidad de movimiento para un fluido de una fase de propiedades variables en función de la presencia de cada una de las fases. Entre ellos se encuentran también modelos de interfaz resuelta como el *LES-VOF* [15] y difusa, como el *ELSA* o *Sigma-Y* [16, 17]

En este trabajo se estudiará el modelado *E-L RANS* del chorro líquido, el cual sigue siendo el modelado clásico, por su buena eficiencia cuando se trata de predecir variables globales del chorro como son la penetración y el ángulo y también, porque se adapta bien a simulaciones que incluyen todos los procesos que ocurren en el interior de la cámara de combustión de un *MCI*A (evaporación, combustión, emisiones, transmisión de calor). En los otros tipos de modelos no es fácil incluirlos, los requerimientos de malla son muy importantes.

En el modelo *E-L* se combinan entonces dos planteamientos numéricos:

- La fase gaseosa se resuelve mediante las ecuaciones de *Navier-Stokes* aplicadas en cada uno de los volúmenes finitos que sub-dividen al dominio de interés y cuya totalidad conforman la malla, lo que es conocido como la descripción *Euleriana* (ver ecuación en el Anexo 2.A)

- La fase líquida es abordada a través del método *Lagrangiano*, en el que la ecuación del chorro líquido (función de probabilidad de densidad de Williams [18], ver ecuación en el Anexo 2.A), que se basa en el balance de fuerzas aplicado al líquido discretizado en partículas o gotas, permite estimar el estado (velocidad, radio, temperatura, etc.) y distribución de las mismas en espacio y tiempo desde el comienzo de la inyección

El tratamiento del líquido en gotas es estadístico y conocido como modelo de Gotas Discreto (“Discrete Droplets Model” *DDM* en inglés), originalmente propuesto por Dukowicz [19] y de uso generalizado en los códigos *CFD*. La ecuación de la parte líquida del chorro es resuelta por el método de *Monte-Carlo* en donde cada gota o “parcel” (en inglés) computacional representa a un grupo de gotas con el mismo estado y que no interactúan entre sí [2]. De esta forma el esfuerzo computacional es reducido, comparado con el modelado de Gotas Continuo (en inglés “Continuum Droplets Model” *CDM*) donde cada una de las gotas es representada.

La interacción entre las fases se realiza principalmente a través de los términos fuentes en las ecuaciones de conservación de la fase gaseosa con la finalidad de considerar el desplazamiento de la misma por la fase líquida dispersa. Las propiedades y los términos fuentes en las ecuaciones son multiplicados por la relación de volúmenes de las fases, la cual viene a ser una medida de el cumplimiento de las hipótesis del modelo.

Es en estos términos fuentes es donde los sub-modelos de chorro juegan un papel importante para describir la interacción de las fases, ya que la interfaz entre una gota simple y la fase gaseosa no puede ser resuelta directamente por limitaciones computacionales (al igual que sucede con las escalas turbulentas del flujo), y por lo tanto es necesario promediar los procesos del flujo en una escala superior al diámetro de las gotas [7].

El modelo *E-L* de chorros ha sido inicialmente desarrollado para chorros altamente dispersos, esto quiere decir que la relación de volumen (“void fraction” en inglés), que garantiza un buen acoplamiento y solución de las ecuaciones es muy baja<sup>4</sup>. Sin embargo, por la facilidad del rastreo de la fase líquida que ofrece el modelo y su razonable eficiencia, este modelo es utilizado para la simulación de chorros densos, como es el caso del chorro Diesel, del cual se conoce que dependiendo de su régimen de flujo, puede presentar un núcleo de líquido en la zona cercana al punto de inyección.

Un aspecto importante de la numérica del modelo, además de los algoritmos de discretización y de resolución de las ecuaciones ya discretizadas,

---

<sup>4</sup>La relación de volúmenes límite en los códigos *CFD* se encuentra alrededor de 0.1

es la malla computacional. La malla que se utilice para los cálculos no debe ser muy gruesa si se quiere evitar una excesiva difusión numérica y por tanto, una pobre estimación de la evolución del chorro. A su vez la utilización de una malla muy fina que permita capturar mejor los altos gradientes de este tipo de flujo, viene a ser prohibitivo por la necesidad de limitar la relación de volúmenes de las fases en la formulación del modelo.

En este sentido, Abraham [20] demostró que para modelar correctamente un chorro gaseoso turbulento son necesarias al menos dos celdas que abarquen el diámetro de la tobera de inyección, ya que el diámetro del orificio es el tamaño característico que tiene que ser resuelto. Con el modelo *E-L* si hay celdas en el orificio la “void fraction” es 1.0 y se incumplen las hipótesis del modelo. Esta situación contradictoria lleva a que no exista suficiente resolución de malla cerca del punto de inyección, afectando directamente el cálculo de los procesos de interacción de las fases como ruptura y coalescencia de gotas y cantidad de movimiento.

Con la finalidad de obtener una simulación adecuada del chorro *Euleriano-Lagrangiano*, Stiesch [7] recoge algunas ideas o estrategias propuestas por algunos investigadores para tal fin, como son:

- Limitaciones en la escala integral: La escala turbulenta se limita al diámetro del chorro en la región del chorro
- Mallas adaptadas al chorro: La configuración de la malla se ajusta de tal forma que corresponda a la orientación del chorro
- Evitar la utilización de sub-modelos de gotas muy detallados: Los sub-modelos que incluyen interacción de partículas como el sub-modelo de coalescencia, son críticos para conseguir la convergencia estadística en el modelado

Otros investigadores han propuesto modificaciones a la formulación del modelo y de los sub-modelos de chorro para disminuir las limitaciones numéricas o con la idea de que incorporen mucha más física en el modelado [21–23]. Un ejemplo de ello es la combinación del modelado *E-L* con modelos *1D*, estos últimos no dependientes de un mallado, para mejorar el problema de la sobre-estimación del flujo de cantidad de movimiento de las fases cuando se utilizan mallas gruesas en *CFD* [24–27].

Después de la introducción general a las diferentes metodologías de modelado de chorros, se procede en los siguientes apartados del capítulo a la descripción con más detalles de los fenómenos físicos del chorro Diesel y,

los sub-modelos de chorro líquido que se utilizan para simularlos mediante el modelo *Euleriano-Lagrangiano CFD*.

### 2.3. Condiciones de contorno en la tobera de inyección para el modelado de chorros

El sistema de inyección directa más utilizado en los últimos años para todo tipo de vehículos con motor Diesel es el *Common Rail*, en el cual los inyectores son actuados electrónicamente, alcanzándose un gran control de la duración y presiones de inyección, y la posibilidad de la descomposición de la inyección en dos o más etapas para disminuir el problema del ruido, mejorar la combustión y disminuir las emisiones contaminantes.

La parte más importante de los sistemas de inyección es la tobera, que introduce el combustible en el cilindro del motor con gran salto de presión a través de su orificio. La presión del cilindro en la inyección es típicamente en el rango de 5 – 15 MPa y las presiones de inyección en el rango de 10 – 200 MPa. Estas diferencias de presión son esenciales para que el combustible se atomice en gotas pequeñas y se acelere el proceso de evaporación y mezcla con el aire disponible en la cámara de combustión.

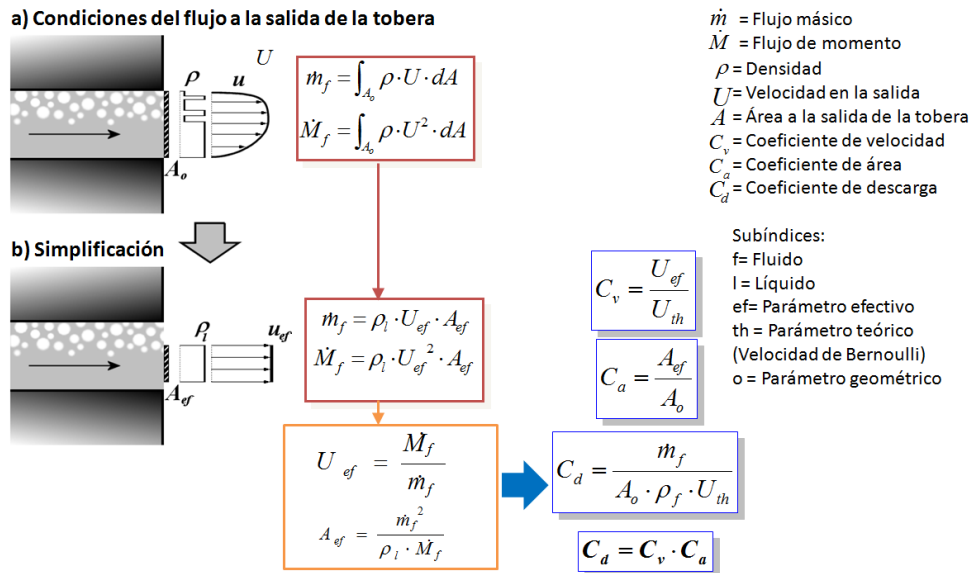
Este trabajo está enfocado al estudio del flujo externo a la tobera y con ello la formación de la mezcla aire-combustible, las características del flujo interno no serán por tanto analizadas, y sobre todo el fenómeno de la cavitación al cual muchos investigadores le atribuyen efectos en la atomización del chorro y proceso de mezcla. Este estudio ha sido profundizado en las tesis de Salvador [28], Gimeno [29] y De la Morena [30].

Sin embargo, interesa conocer los parámetros característicos más empleados a la hora de evaluar el flujo a la salida de orificios de inyección, ya que estos determinan en gran medida la estructura del chorro. Entre ellos, el coeficiente de descarga ( $C_d$ )<sup>5</sup> y las características geométricas de la tobera, como son el diámetro geométrico del orificio de salida ( $D_o$ ), longitud característica ( $L_o$ ) y radio de curvatura de su entrada ( $r$ ).

Con la finalidad de obtener una más completa caracterización del flujo, las mediciones de la cantidad de movimiento del chorro y el gasto másico, permiten estimar la velocidad de salida y el área efectiva de paso del combustible. La técnica explicada en detalle en la tesis de Gimeno [29], también permite obtener

---

<sup>5</sup>Es la relación entre el gasto másico real medido y el teórico obtenido según la ecuación de Bernoulli.



**Figura 2.3.** Parámetros característicos para la evaluación del flujo a la salida de la tobera de inyección.

otros dos coeficientes característicos del flujo que son el coeficiente de velocidad y de área, y ésta se basa en el principio de la medida de la fuerza de impacto del chorro en una placa ubicada a una cierta distancia del orificio, que bajo ciertas condiciones, puede ser equivalente al flujo de cantidad de movimiento a la salida del mismo. En la figura 2.3 se muestran las suposiciones y expresiones matemáticas derivadas de las observaciones experimentales y la ecuación de Bernoulli para la determinación de parámetros como el coeficiente de descarga en diferentes tipos de toberas, coeficientes de velocidad y de área.

La inyección del chorro en el modelado estándar *E-L CFD* se lleva a cabo a través de puntos de inserción de las gotas “parcel” en la malla, pudiendo ser estos vértices centros de celdas o cualquier posición definida por un eje de coordenadas local. Por tanto la simulación del flujo interno en la tobera para obtener los parámetros característicos a la salida de la misma no puede llevarse a cabo directamente en este tipo de modelado. Es necesario entonces estimar y suministrar al modelo las condiciones de inyección o condiciones iniciales de las “parcels” como velocidad, ángulo, diámetro y temperatura.

Para la inicialización de las “parcels” en el modelado *E-L* se pueden utilizar sub-modelos de flujo en la tobera, funciones de distribución estadísticas de tamaños de gotas y sub-modelos de atomización primaria. Los dos últimos

son discutidos en el apartado siguiente sobre los fenómenos relacionados con la población de gotas.

En lo concerniente a los sub-modelos empíricos de tobera, éstos tienen la finalidad de determinar la velocidad y área efectivas de inyección. Consideran la creación y desarrollo de cavitación y/o separación del flujo en la tobera, dependiendo de parámetros geométricos de la misma, régimen del flujo y condiciones en la cámara de combustión. Algunos sub-modelos fenomenológicos han sido implementados en códigos *CFD* como el sub-modelo *MPI* (Max Planck Institute) de Obermeier [31] en *Star-CD* o de Sarre et al. [32] en *KIVA* para obtener las condiciones iniciales y de contorno del chorro.

Existen también modelos tridimensionales *CFD* para la simulación de flujo interno, sobre todo cavitante, y cuya clasificación es similar a la presentada en el apartado de las metodologías de simulación del chorro, es decir, se encuentran modelos de dos fluidos en donde se plantean dos grupos de ecuaciones de conservación, una para cada fase, y modelos de un fluido conformado por la mezcla de líquido y gases. Entre ellos, el modelo *Euleriano-Lagrangiano* de flujo interno de Giannadakis et al. [33], el cual contempla como fase dispersa las burbujas que se generan, crecen, dispersan y colapsan en el interior de la tobera por la cavitación.

## 2.4. Fenómenos relacionados con la población de gotas. Atomización y Coalescencia

**Descripción del fenómeno:** La atomización primaria es el proceso físico en el cual el núcleo del chorro líquido es disgregado en gotas debido a la competencia establecida en la superficie del mismo entre las fuerzas cohesivas (tensión superficial  $\sigma$ ) y las fuerzas perturbadoras, que pueden ser internas como la turbulencia del fluido, y externas por la acción del aire circundante. La consecuencia de la atomización es la de aumentar la superficie de contacto entre el aire y el combustible, favoreciendo los subsecuentes procesos físicos.

Lefebvre [34] realiza una revisión histórica de los estudios que se han llevado a cabo sobre la atomización. La teoría más conocida de estabilidad de chorros es la propuesta por Rayleigh [35] para líquidos no viscosos e inyectados a baja velocidad, en los cuales la atomización se lleva a cabo por las fuerzas de tensión superficial. Posteriormente, las investigaciones como la de Weber [36] extendieron la teoría de Rayleigh al caso de líquidos viscosos y al estudio de los efectos de la interacción aerodinámica entre el chorro y el aire ambiental, a medida que aumenta la velocidad de inyección. Reitz y Bracco [37] estudiaron



el caso del chorro Diesel y propusieron los siguientes regímenes de atomización según la velocidad de inyección se incrementa:

1. **Régimen de Rayleigh:** En chorros con muy baja velocidad de inyección, la ruptura ocurre por el crecimiento inestable de ondas superficiales de gran tamaño causadas por la tensión superficial. El diámetro de las gotas excede al diámetro del chorro.
2. **Primer régimen inducido por interacción aerodinámica:** A medida de que la velocidad aumenta, las fuerzas debidas al movimiento relativo del chorro y del aire circundante se hacen cada vez más importantes. La ruptura del chorro en gotas ocurre por el crecimiento inestable de ondas de tamaño pequeño. Como en el régimen anterior, la ruptura ocurre a varios diámetros del chorro aguas abajo del orificio. El diámetro de las gotas es aproximadamente el mismo del chorro.
3. **Segundo régimen inducido por interacción aerodinámica:** La ruptura ocurre algunos diámetros de distancia medidos desde el orificio. El diámetro medio de las gotas es mucho menor al diámetro del chorro.
4. **Atomización completa:** El chorro se desintegra inmediatamente después de salir del orificio de inyección. El diámetro medio de las gotas es mucho menor al diámetro del chorro.

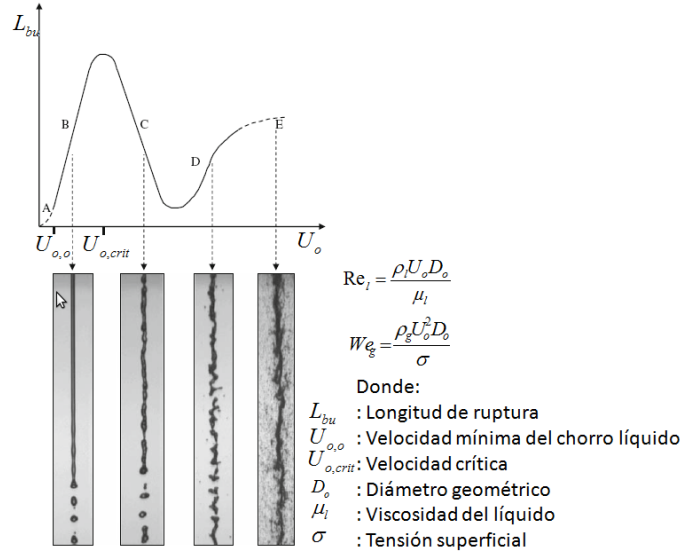
Una forma común de categorizar los mecanismos de desintegración de chorros es a través del gráfico de la longitud en la cual ocurre la ruptura total del chorro o longitud intacta de líquido versus la velocidad de salida del orificio. Este gráfico recibe el nombre de curva de estabilidad y se muestra en la figura 2.4 acompañada de visualizaciones de chorros para distintos números de Reynolds ( $Re$ ) y Weber ( $We$ ) del gas. Estos son números adimensionales que representan la relación entre las fuerzas de inercia y las viscosas, y la relación entre las fuerzas de momento o arrastre y de tensión superficial, respectivamente.

En la curva se identifican 5 regímenes: goteo (*dripping* en inglés, región  $A$ )<sup>6</sup>, régimen de Rayleigh (región  $B$ ), primer régimen inducido por interacción aerodinámica (región  $C$ ), segundo régimen inducido por interacción aerodinámica (región  $D$ ) y atomización completa (región  $E$ ).

Lefebvre [34] denomina a las 4 últimas regiones en función de las características turbulentas del chorro emergente: flujo laminar (región  $B$ ),

---

<sup>6</sup>El régimen de goteo carece de interés en el ámbito del estudio de los chorros Diesel caracterizados por la inyección de combustible a alta velocidad.



**Figura 2.4.** Comportamiento de un chorro líquido cilíndrico. Arriba: curva de estabilidad, abajo: ejemplos de visualización. De izquierda a derecha: región B ( $Re_l = 790$ ,  $We_g = 0.06$ ); región C ( $Re_l = 5500$ ,  $We_g = 2.7$ ); región D ( $Re_l = 16500$ ,  $We_g = 24$ ); región E ( $Re_l = 28000$ ,  $We_g = 70$ ) [38].

transición (región C), flujo turbulento (región D) y chorro completamente desarrollado (región E). Las fronteras que delimitan dichos regímenes no son universales, y pueden encontrarse diferentes criterios en la literatura. Así mismo, chorros con velocidades entre los regímenes D y E, y aún superiores, pueden presentar diferentes tendencias en la longitud intacta influenciadas por la geometría de la tobera y las condiciones de operación.

Arrègle [39] establece que dadas las condiciones de operación actuales de los motores Diesel, las características de los chorros corresponden a los dos últimos regímenes de la curva de estabilidad: segundo régimen inducido por interacción aerodinámica y la atomización completa. En este último régimen, la longitud intacta puede ser casi inexistente o tiene pocos diámetros del orificio de longitud, resultando ser independiente de la velocidad de salida del combustible y del tamaño de las gotas.

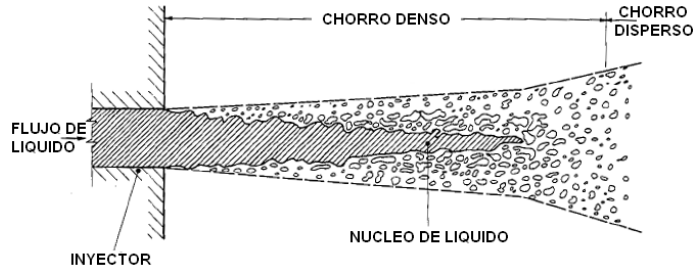
En general entre los investigadores no hay un acuerdo sobre la longitud intacta en condiciones de motor, es aceptado que depende de las condiciones de inyección: geometría de la tobera de inyección y presencia del fenómeno de cavitación, y de la relación de densidades entre el combustible inyectado y el aire [37, 40].

Además de la longitud intacta, otras características del chorro Diesel atomizado que se estudian con gran interés son los mecanismos de atomización y la distribución de tamaños de gotas. Con respecto al primero, en la comunidad científica se acepta que no hay un único mecanismo causante de la atomización sino que actúa una superposición de diversos mecanismos independientes y que dependiendo de las condiciones de inyección, unos cobran más relevancia que otros [37–39]. Por tanto, los diferentes roles que juegan la turbulencia del líquido y la fricción del aire permiten definir dos fases de la atomización:

1. **La atomización primaria:** Está relacionada con la ruptura de la vena líquida del chorro por fuerzas internas, como la turbulencia, efectos inerciales o que tienen que ver con la relajación del perfil de velocidad a la salida del orificio, cavitación y la tensión superficial que se opone a la ruptura.
2. **La atomización secundaria:** Denominada *breakup* (en inglés), involucra la acción de fuerzas aerodinámicas que se adicionan a las fuerzas internas. Éstas promueven la atomización de las gotas relativamente grandes e inestables, con tamaño mayor al crítico, generadas en la atomización primaria, para finalmente formar gotas más pequeñas.

Sobre la primera fase, Faeth [41] afirma que la atomización primaria es importante por ser el proceso que forma las gotas cerca de la superficie del chorro y las cuales inician la atomización en sí, controla la extensión de la longitud intacta y define las condiciones iniciales para la región de flujo multifásico disperso (Ver la figura 2.5). Desafortunadamente, el entendimiento actual de este proceso es limitado por los problemas de observación en chorros altamente densos, como es el caso de los chorros Diesel. Además de efectos de la atomización secundaria y transporte entre fases que modifican las propiedades de la gota antes de que las medidas experimentales puedan ser realizadas, y de una incompleta caracterización del flujo y de cómo se desarrolla la turbulencia a la salida del orificio.

Igualmente, Faeth [41] comenta sobre la deformación de las gotas y la atomización secundaria como procesos que tienen lugar en conjunto. Las fuerzas aerodinámicas producen deformaciones de la gota, que eventualmente conllevan a la ruptura si la tensión superficial que contrarresta a esas



**Figura 2.5.** Esquema de la región cercana al inyector de un chorro en régimen de atomización completa [42].

deformaciones es excedida. Los números de Weber de la gota y Ohnesorge son comúnmente utilizados para cuantificar la magnitud de dichas fuerzas<sup>7</sup>:

$$We = \frac{\rho_l U_{rel}^2 D_d}{2\sigma} \quad (2.1)$$

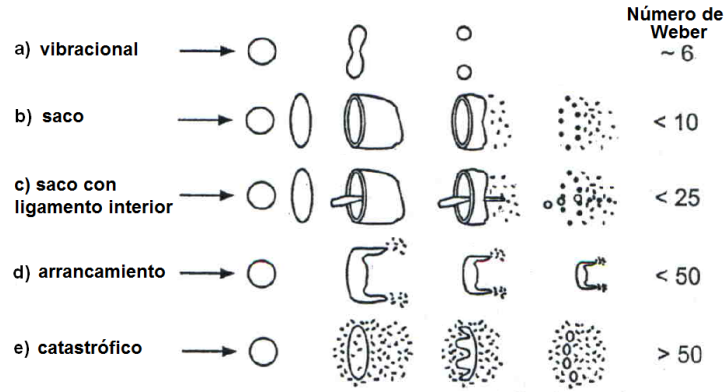
$$Oh = \frac{\sqrt{We_l}}{Re_l} \quad (2.2)$$

La deformación afecta las tasas de mezcla al mejorar tasas de transporte entre las fases, y la atomización secundaria afecta las tasas de mezcla del chorro al controlar los tamaños de gotas. Muchos mecanismos de ruptura secundaria se han observado experimentalmente, un ejemplo de ello se muestra en la figura 2.6 en la cual se distinguen 5 mecanismos dependiendo del número de Weber.

Arrègle [39] en su revisión bibliográfica sobre las características del proceso de inyección Diesel, comenta que al mismo tiempo que ocurre la atomización secundaria tiene lugar el fenómeno antagonista llamado **coalescencia**, que no es más que la formación de gotas grandes a partir de la unión de una o más gotas. La probabilidad de que dos gotas colisionen depende de sus velocidades relativas, direcciones y la concentración de combustible local dentro del chorro. Así, la frecuencia de colisión de gotas es más grande en la zona densa del chorro cercana a la tobera y en el eje.

Los mecanismos detrás de la colisión de las gotas son muy complejos y muchos tipos de interacción gota/gota son posibles. Existen diferentes regímenes clasificados según el número de Weber de colisión, en los cuales

<sup>7</sup>El número adimensional de Ohnesorge ( $Oh$ ) relaciona a las fuerzas viscosas del líquido con las de tensión superficial.

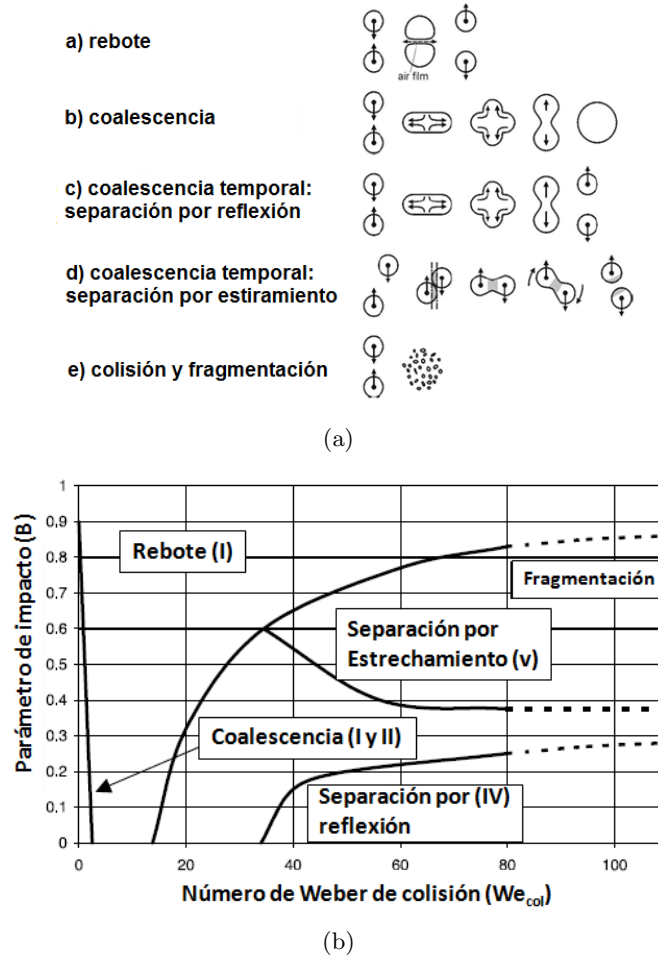


**Figura 2.6.** Esquema representativo de los regímenes de atomización secundaria o breakup (en inglés) [44].

pueden suceder el rebote, coalescencia permanente, coalescencia temporal (dentro de éste se encuentran los regímenes de colisión axial y no axial) y fragmentaciones [43], y que se esquematizan en las figuras 2.7 (a) y (b). A este respecto, muchos investigadores concluyen que la determinación de la velocidad relativa local gota/aire y la cuantificación de la tasa de coalescencia de las gotas son variables difíciles de obtener experimentalmente en la zona cercana al inyector la resolución espacial es limitada y el flujo es opaco al diagnóstico óptico [39, 42].

Con respecto a la distribución del tamaño de gotas, por la naturaleza arbitraria del proceso de atomización, el chorro resultante es usualmente caracterizado por un amplio espectro de tamaños de gotas distribuidas sobre un valor medio que también es arbitrario, el cual presenta una gran variación espacial y temporal a lo largo del proceso de inyección. Existen diferentes diámetros medios característicos en función del fenómeno que se pretenda analizar (evaporación, combustión entre otros), el diámetro medio de Sauter (*SMD* por sus siglas en inglés), y el diámetro promedio ( $D_{10}$ ) son los más empleados en la literatura para el estudio de la distribución de gotas en los chorros Diesel. El *SMD* caracteriza la tasa de evaporación, y se define como el diámetro de una gota cuya relación volúmen/área superficial de contacto gas/líquido es igual a aquel del chorro completo, de esta manera:

$$SMD = \frac{\sum N_i D_{d,i}^3}{\sum N_i D_{d,i}^2} \quad (2.3)$$



**Figura 2.7.** Esquema representativo de los regímenes de coalescencia: (a) tipos de interacción gota/gota [45] y, (b) mapa de los regímenes en función de los parámetros determinantes [46].

siendo  $i$  el rango de tamaños considerado,  $N_i$  el número de gotas en el rango de tamaños  $i$  y  $D_{d,i}$  es el diámetro medio del rango de tamaños  $i$  [34].

Diferentes resultados experimentales demuestran que la distribución del tamaño de gotas en el chorro Diesel está influenciada por la densidad del aire en donde se inyecta [39], la presión de inyección [47]<sup>8</sup>, posiblemente la temperatura del combustible inyectado [48], y en cierta medida por las

<sup>8</sup>La cual tiene su efecto en las velocidades y concentraciones de combustible locales

característica geométricas de la tobera de inyección y los fenómenos que tienen lugar en el flujo interno [49].

Sin embargo, no hay un consenso definitivo (como en el resto de parámetros característicos de la atomización), existen muchas discrepancias en los resultados obtenidos por ser altamente dependientes de las características de los experimentos realizados. López [50] llega a la conclusión de que en “un chorro Diesel con tecnología actual, cuanto mayor es la presión de inyección, menores son los diámetros de las gotas en una posición dada. Por otro lado parece ser que, en condiciones de densidad similares a las de motor, el tamaño de las gotas crece a medida de que nos alejamos axialmente del orificio, manteniéndose sensiblemente constante dicho tamaño en una determinada sección del chorro”.

### Modelado *Euleriano-Lagrangiano 3D-CFD* de la atomización

En la sección del modelado del proceso de inyección se mencionaron los métodos para la inicialización de las gotas en el modelado *E-L* y, se hizo énfasis en los sub-modelos de tobera. Según se desee, o no, modelar la generación inicial de la población de gotas, se emplean modelos de atomización primaria o funciones de distribución estadística de tamaños de gotas, respectivamente.

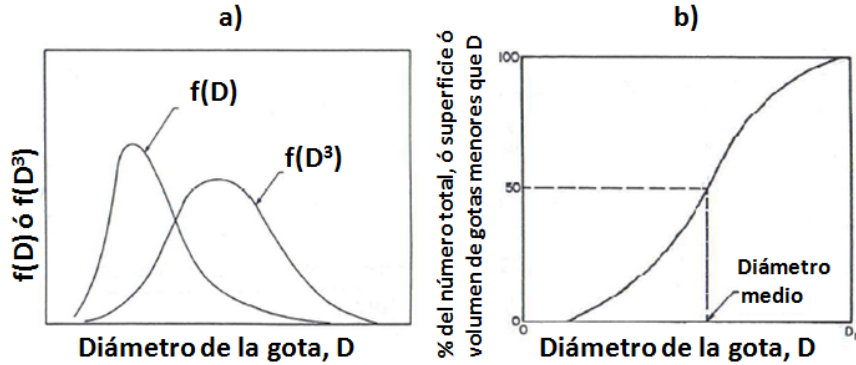
Las funciones de distribución como la Normal, Log-Normal, Nukiyama-Tanasawa [51], Rosin y Ramler [52] y límite superior, tienen como finalidad caracterizar empíricamente las poblaciones de gotas. En la figura 2.8 se muestran curvas típicas de distribución de frecuencias y acumulativa del diámetro de las gotas en un chorro.

Por lo general es necesario tener una idea a priori del diámetro medio característico de la población de gotas. Ninguna función de distribución por sí sola puede representar todos los datos de tamaños de gotas para chorros inyectados con toberas y condiciones diferentes, por ello es necesario evaluar diferentes funciones para encontrar el mejor ajuste con los datos experimentales [34].

La función de Rosin-Ramler [52] es la más utilizada en las simulaciones de chorro Diesel y su expresión es la siguiente:

$$Q = 1 - e^{\left[-\left(\frac{D_d}{X}\right)^q\right]} \quad (2.4)$$

donde  $Q$  es la fracción del volumen total ocupado por gotas de diámetro menor que  $D$ .  $X$  y  $q$  son constantes. El exponente  $q$  es una medida de la dispersión de tamaños de gotas; mientras más grande, el chorro es más uniforme y su valor está entre 1.5 y 4.



**Figura 2.8.** Curvas típicas de distribución de gotas obtenidas con las funciones de probabilidad: (a) curvas de distribución de frecuencias del diámetro de la gota basadas en número y volumen, (b) curva típica de la distribución de diámetros de gota acumulativa [34].

Los datos de salida de los sub-modelos empíricos y modelado *CFD* del flujo interno, y la distribución de gotas obtenida a través de las funciones estadísticas pueden ser combinados para inicializar las “parcels”. La dirección de inyección de las mismas debe ser supuesta o derivada de la medida experimental del ángulo de cono.

Los sub-modelos de atomización primaria en el modelado *E-L* simulan la ruptura inmediata del flujo líquido a la salida de la tobera, también tienen por finalidad calcular todas las condiciones iniciales de las gotas y determinar su evolución y desintegración cerca de la tobera. Por lo general pueden ser clasificados según dos grupos: aquellos que consideran directamente en la formulación la influencia de las características del flujo interno en la inicialización del flujo (sub-modelo de Huh y Gosman [53], Nishimura et al. [54] entre otros) y aquellos que no toman en cuenta lo que sucede en la tobera y por tanto basan su formulación en la interacción aerodinámica del chorro con el gas (sub-modelos de Kelvin-Helmholtz planteado por Reitz y Bracco [55]), siendo necesario en estos últimos el ajuste de las constantes empíricas del sub-modelo para modificar las condiciones iniciales del chorro inyectado cuando se utilizan diferentes diseños de toberas [7].

Sin embargo esta separación no es rigurosa, ya que muchos de los sub-modelos pueden modelar más de un fenómeno y también, suelen combinarse ya que no está demostrado un único mecanismo responsable de la atomización. Más en detalle, el primer grupo de sub-modelos de atomización se basa en el principio de conservación de la energía, es decir, consideran que se transfiere la



energía del fluido debido a la ruptura de burbujas de cavitación o las elevadas fuerzas de fricción en las paredes de la tobera a la energía cinética turbulenta, induciendo ésta última una fuerza adicional de ruptura que es balanceada por las fuerzas aerodinámica y de tensión superficial. El segundo grupo de sub-modelos se basan fundamentalmente en la teoría de inestabilidad de chorros debido a la fuerza aerodinámica.

Entre los sub-modelos de atomización de chorros más estudiados se encuentran:

- **Atomización primaria:** Sub-modelos de Kelvin-Helmholtz (*KH*) (planteado por Reitz [56]) y Huh-Gosman (*HG*) [53]
- **Atomización secundaria:** Sub-modelos de Reitz y Diwakar (*RD*) [57], Hsiang- Faeth (*HF*) [58] y Rayleigh-Taylor (*RT*) [59]
- **Atomización secundaria y deformación de gotas:** Sub-modelo basado en la analogía de Taylor (*TAB*) [60] planteado por O'Rourke y Amsden [61]

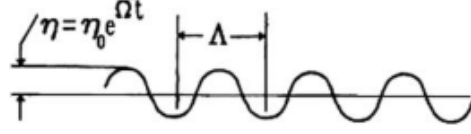
*Sub-modelo de Kelvin-Helmholtz (KH)*

El sub-modelo de Kelvin-Helmholtz llamado en inglés “Wave-breakup model” o ruptura por longitudes de ondas, introduce en las ecuaciones de conservación de masa y energía para ambas fases fluctuaciones pequeñas en las componentes de presión y velocidad. La ecuación resultante es conocida como la ecuación de dispersión para la tasa de crecimiento de las ondas y sus longitudes derivada por Taylor [60], que relaciona la frecuencia compleja de la perturbación inicial con su longitud de onda y otros parámetros físicos y dinámicos de las fases [62].

Más en detalle, el análisis comienza con un chorro cilíndrico de radio  $R$  que penetra en un ambiente gaseoso estacionario e incompresible. La superficie de líquido es sujeta a un número de perturbaciones infinitesimal con una amplitud inicial  $\eta_0$  y un espectro de longitudes de onda  $\lambda$ , expresado en función del número de onda:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \tag{2.5}$$

Las amplitudes de onda  $\eta$  (que se esquematizan en la figura 2.9) se incrementarán de forma exponencial por la interacción líquido-gas hasta que son separadas de la superficie del chorro en forma de gotas, con una tasa compleja de crecimiento  $\omega$  que viene a ser [7]:



**Figura 2.9.** Esquema representativo de las ondas superficiales del chorro en el sub-modelo de atomización de Kelvin-Helmholtz (KH) [56].

$$\omega = \omega_r + j\omega_i \quad (2.6)$$

$$\eta = \eta_0 e^{(jkx + \omega t)} \quad (2.7)$$

Asumiendo que las perturbaciones son mucho más pequeñas que el radio del chorro ( $\eta \ll R$ ), la ecuación de dispersión que relaciona la tasa de crecimiento  $\omega$  con el número de onda  $k$  es [56]:

$$(\omega + 2\nu k^2)^2 + \sigma \frac{k^3}{\rho_l} - 4\nu^2 k^3 \left( k^2 + \left( \frac{\omega}{\nu} \right)^{0.5} \right) + (\omega + jUk)^2 \frac{\rho_g}{\rho_l} = 0 \quad (2.8)$$

donde  $\nu$  es la viscosidad cinemática del líquido.

A pesar de que las perturbaciones de diferentes longitudes de ondas se superponen en el chorro, se asume que solo la perturbación de más rápido crecimiento, indicada con la tasa de crecimiento  $\Omega$ , que corresponde a una longitud de onda  $\Lambda$  es la que se romperá. La ecuación de dispersión es difícil de resolver para un máximo valor de  $\omega$  [7], por lo que Reitz [56] generó ajustes de curvas de soluciones numéricas a la ecuación para la tasa de crecimiento máxima ( $\omega_r = \Omega$ ) y su correspondiente longitud de onda ( $k = \Lambda$ ) de la siguiente forma:

$$\frac{\Lambda}{R} = 9.02 \frac{(1 + 0.45Oh^{0.5})(1 + 0.4T^{0.7})}{(1 + 0.87We_g^{1.67})^{0.6}} \quad (2.9)$$

$$\Omega \left( \frac{\rho_l R^3}{\sigma} \right)^{0.5} = \frac{0.34 + 0.38We_g^{1.5}}{(1 + Oh)(1 + 1.4T^{0.6})} \quad (2.10)$$

con los parámetros adimensionales:

$$T = Oh\sqrt{We_g} \quad (2.11)$$

$$We_g = \frac{\rho_g U_{rel}^2 R}{\sigma} \quad (2.12)$$

$$Re_l = \frac{U_{rel} R}{\nu_l} \quad (2.13)$$

$U_{rel}$  es la velocidad relativa entre la fase gaseosa y la líquida que viene dada por:

$$U_{rel} = \sqrt{(U_x + U'_x - U_{x,d})^2 + (U_y + U'_y - U_{y,d})^2 + (U_z + U'_z - U_{z,d})^2} \quad (2.14)$$

con los subíndices  $x, y, z$  que denotan las direcciones del sistema de coordenado cartesiano.

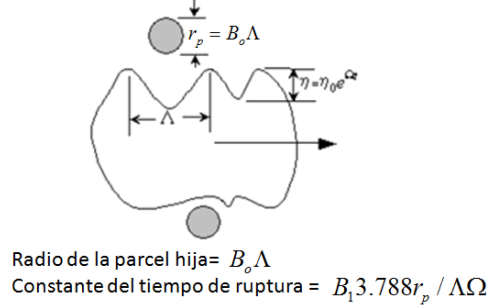
Es de observar en las ecuaciones que cuando el número de *Weber* del gas se incrementa, la tasa de crecimiento máxima aumenta y su longitud de onda disminuye. También cuando la viscosidad del líquido aumenta, la tasa de crecimiento se reduce y su longitud de onda se incrementa.

Reitz y Diwakar [57] introdujeron el concepto de “Blobs” en inglés, que vienen a ser “parcels” inyectadas con el mismo tamaño del orificio, es decir,  $R = D_o/2$ . Después de la inyección, las inestabilidades de Kelvin-Helmholtz descritas por el modelo anterior, comienzan a crecer en la superficie de dichas gotas de tal forma que gotas más pequeñas o hijas son arrancadas de las mismas. Estas nuevas “parcels” con radio  $r_p$  son formadas a partir de las gotas madres de radio  $a$  siguiendo una de las siguientes expresiones:

$$r_p = B_0\Lambda, \text{ donde } B_0\Lambda \leq R \quad (2.15)$$

$$r_p = \min \left\{ \left( \frac{3\pi R^2 U_{rel}}{2\Omega} \right)^{0.33}, \left( \frac{3R^2 \Lambda}{4} \right)^{0.33} \right\}, \text{ donde } B_0\Lambda > R \text{ una vez solamente.} \quad (2.16)$$

siendo  $B_0$  una constante con valor 0.6 de acuerdo a resultados experimentales. La ecuación para la condición  $B_0\Lambda > a$  aplica sólo para chorros de baja velocidad bajo el régimen de ruptura de Rayleigh (Ver figura 2.10).



**Figura 2.10.** Esquema representativo de la ruptura primaria de las “parcelas” (en inglés) de un chorro simulado por el sub-modelo de atomización de Kelvin-Helmholtz (KH) [64].

Se asume en la ecuación 2.4 que las perturbaciones del chorro tienen una frecuencia de  $\Omega/2\pi$  (una gota es formada en cada período) o que el tamaño de la gota es determinado a partir del volumen de líquido contenido en una onda superficial [65].

El tamaño característico de la gota madre inestable cambia con el tiempo según la ecuación:

$$\frac{dR}{dt} = -\frac{(R - r_p)}{\tau_{bu}} \quad (2.17)$$

Donde el tiempo de ruptura  $\tau_b$  es:

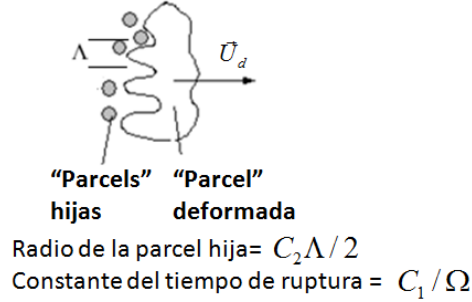
$$\tau_{bu} = \frac{3.788 B_1 R}{\Omega \Lambda} \quad (2.18)$$

con la constante  $B_1$  que puede tomar diferentes valores desde 1.73 hasta 40 [61, 66]. Su valor puede depender de efectos de aceleración de las gotas que reducen la velocidad relativa instantánea entre la gota y el gas, dando lugar a longitudes de ondas y tiempos de ruptura largos [65].

Al sustituir las ecuaciones de ondas en el tiempo de ruptura se tiene que para chorros a alta velocidad de inyección:

$$\tau_{bu} = \left( B_1 \frac{R}{U_{rel}} \right) \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} \quad (2.19)$$

El semi-ángulo de cono del chorro ha sido determinado por Reitz y Bracco [67], asumiendo que la componente vertical de velocidad de la gota



**Figura 2.11.** Esquema representativo de la ruptura de las “parcels” en un chorro simulado por el sub-modelo de atomización de Rayleigh-Taylor (RT) [63].

(perpendicular a la dirección del chorro,  $V_{radial,p}$ ) es proporcional a la tasa de crecimiento de la onda más inestable [7]:

$$\tan\left(\frac{\beta}{2}\right) = \frac{V_{radial,p}}{U_{rel}} = \frac{\Omega\Lambda}{B_2U_{rel}} = \frac{4\pi}{B_2}\sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l}} \quad (2.20)$$

*Sub-modelo de Rayleigh-Taylor (RT)*

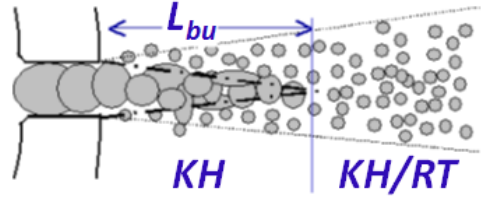
Este sub-modelo considera inestabilidades que se aceleran o desaceleran. Dichas inestabilidades emergen en el borde de dos medios con diferentes densidades, resultando en perforaciones en la capa de líquido por protuberancias del gas [62]. La frecuencia de la onda de más rápido crecimiento y su número de onda se calculan despreciando la viscosidad del líquido y considerando solo la tensión superficial de la siguiente manera [68]:

$$\Omega = \sqrt{\frac{2[\mathbf{a}(\rho_l - \rho_g)]^{3/2}}{3\sqrt{3\sigma}(\rho_l + \rho_g)}} \quad (2.21)$$

$$k = \sqrt{\frac{-\mathbf{a}(\rho_l - \rho_g)}{3\sigma}} \quad (2.22)$$

donde  $\mathbf{a}$  es la aceleración de las gotas en dirección de su movimiento. La longitud de onda correspondiente a la tasa de crecimiento más rápida es  $2\pi C_2/k$  se compara con el diámetro distorsionado de gota [17] (ver figura 2.11).

Si la longitud de onda *RT* es más pequeña que el diámetro de gota, las ondas *RT* crecen en la superficie de la gota [17]. Estas ondas crecen durante un tiempo que se compara con el tiempo de ruptura:



**Figura 2.12.** Esquema representativo de la ruptura primaria y secundaria de un chorro simulado por la combinación de los sub-modelos de Kelvin-Helmholtz ( $KH$ ) y Rayleigh-Taylor ( $RT$ ) [63].

$$\tau = \frac{C_1}{\Omega} \quad (2.23)$$

donde  $C_1$  es una constante que normalmente vale 1.0. Esta constante determina el tamaño del intervalo de tiempo entre dos eventos de ruptura, mientras más pequeña, la ruptura es más rápida. Si el tiempo de crecimiento de la gota es más grande que el tiempo de ruptura, se asume que la gota se rompe y el nuevo radio de la gota es:

$$r_p = \frac{\pi C_2}{k} \quad (2.24)$$

$C_2$  es también una constante cuyo valor se encuentra entre 0.1 y 9.0 según Ning [17]. Normalmente el sub-modelo  $KH$  se combina con el  $RT$ , Su et al. [68] determinaron que dicha combinación predice mejor la distribución de gotas y sus tamaños medios con respecto a los datos experimentales que el sub-modelo  $KH$  por sí solo. Esto se debe a que en chorros inyectados a alta presión como es el caso de los Diesel, las gotas tienen velocidades muy altas al inicio y luego se desaceleran rápidamente por las fuerzas de arrastre. Entonces en esos casos las inestabilidades de Rayleigh-Taylor intervienen en el proceso de ruptura.

Si el tiempo de crecimiento de las ondas  $RT$  es suficientemente largo, las gotas se rompen con el sub-modelo  $RT$ , de lo contrario se rompen con el  $KH$  [62]. Normalmente se asume que el sub-modelo  $KH$  actúa en la zona intacta y que después de ésta distancia, se establece un mecanismo de competición entre el  $KH$  y el  $RT$ , dominando en esta zona el sub-modelo  $RT$  (Ver figura 2.12). Por tanto el sub-modelo  $KH$  puede verse como un sub-modelo de atomización primaria y secundaria y, el  $RT$  puede considerarse como de atomización secundaria.

La longitud intacta se determina mediante la siguiente ecuación:

$$L_{bu} = C_3 D_o \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} = C_3 D_{eq} \quad (2.25)$$

con  $C_3$  es una constante con valor entre 0.01 y 0.05 y;  $D_o$ ,  $D_{eq}$  los diámetros nominal y equivalente del orificio. Un valor pequeño de  $C_3$  resulta en una influencia más pronta de la ruptura  $RT$ ; la cual es más efectiva produciendo gotas más pequeñas y por tanto redundará en penetraciones de chorro más pequeñas [63].

*Sub-modelo de Huh-Gosman (HG)*

El sub-modelo de atomización primaria de Huh y Gosman ( $HG$ ) [53], considera que las perturbaciones iniciales en la superficie del chorro se deben a las fluctuaciones turbulentas, lo que según el autor, hacen que el sub-modelo sea más eficiente que el de ondas porque el crecimiento de la onda exponencial se hace cero cuando las perturbaciones tienen amplitud cero.

Las hipótesis y ecuaciones del sub-modelo son las siguientes:

- La longitud de la escala turbulenta es la dominante en la atomización:

$$L_A = C_1 L_{turb} = C_2 L_W \quad (2.26)$$

donde  $L_{turb}$  y  $L_W$  son la escala de longitud de turbulencia y longitud de onda de la perturbación superficial, respectivamente<sup>9</sup>

- El tiempo de ruptura es la suma lineal de las escalas de tiempo de turbulencia ( $\tau_{turb}$ ) y crecimiento de la onda ( $\tau_W$ ):

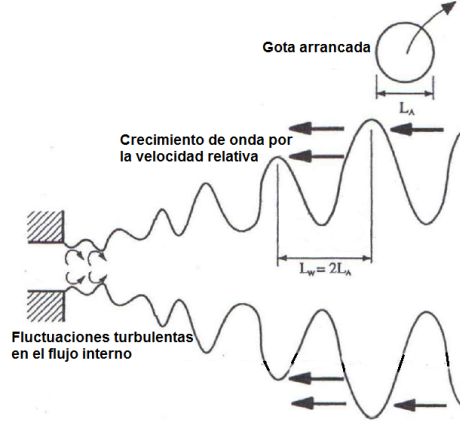
$$\tau_A = C_3 \tau_{turb} + C_4 \tau_W \quad (2.27)$$

Las constantes  $C_1$  y  $C_2$  fueron definidas según se muestra en la figura 2.13 y su valores son 2.0 y 0.5, respectivamente;  $C_3$  y  $C_4$  son obtenidas a partir del ajuste de los datos experimentales y sus valores son  $C_3 = 1.2$  y  $C_4 = 0.5$ .

Las escalas de longitud y de tiempo de la turbulencia se expresan en función del tiempo y de las escalas iniciales de la siguiente manera:

$$L_{turb}(t) = L_{turb}^0 \left( 1 + \frac{0.0828t}{\tau_{turb}^0} \right)^{0.457} \quad (2.28)$$

<sup>9</sup> $L_W$  viene a ser semejante a  $\Lambda$  en los sub-modelos descritos anteriormente



**Figura 2.13.** Esquema representativo de la ruptura primaria de un chorro simulado por el sub-modelos de Huh-Gosman (HG) [53].

$$\tau_{turb}(t) = \tau_{turb}^0 + 0.0828t \quad (2.29)$$

donde  $t$  es el tiempo actual después del comienzo de la inyección. Las ecuaciones anteriores se derivan de aplicar el sub-modelo  $\kappa - \epsilon$  de turbulencia a cada gota madre, suponiendo turbulencia homogénea e isotrópica, y que la ruptura y coalescencia de las gotas no tiene un efecto en la turbulencia interna de la gota [53].

Las condiciones iniciales  $L_{turb}^0$  y  $\tau_{turb}^0$  son determinadas a partir de los valores medios de energía cinética turbulenta y la tasa de disipación de energía del fluido a la salida de la tobera:

$$L_{turb}^0 = C_\mu^{3/4} \frac{\kappa_{ave}^{3/2}}{\epsilon_{ave}} \quad (2.30)$$

$$\tau_{turb}^0 = C_\mu^{3/4} \frac{\kappa_{ave}}{\epsilon_{ave}} \quad (2.31)$$

donde  $C_\mu$  es una constante del sub-modelo de turbulencia  $\kappa - \epsilon$ . Los valores medios de turbulencia resultan del balance de energía de las fuerzas que actúan en el fluido en el interior de la tobera y se estiman como [63]:

$$\kappa_{ave} = \frac{U_{ef}^2}{8L_o/D_o} \left[ \frac{1}{C_d^2} - K_c - (1 - S_o^2) \right] \quad (2.32)$$



$$\epsilon_{ave} = K_e \frac{U_{ef}^3}{2L_o} \left[ \frac{1}{C_d^2} - K_c - (1 - S_o^2) \right] \quad (2.33)$$

con  $C_d$  el coeficiente de descarga,  $S_o$  la relación de áreas en la vena contracta de la tobera y  $K_e$  y  $K_c$  constantes que incluyen características del flujo interno de una tobera cilíndrica y cuyos valores son 0.27 y 0.45, respectivamente.

El tiempo característico de crecimiento de la onda se determina a partir del sub-modelo de ondas *KH*:

$$\tau_W = \frac{L_W}{U_{rel}} \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} \quad (2.34)$$

En el chorro representado por “parcels”, la tasa de ruptura de las gotas primarias es proporcional a la relación entre las escalas de longitud y tiempo de atomización:

$$\frac{dD_p}{dt} = -K_1 \frac{L_A}{\tau_A} \quad (2.35)$$

con  $K_1$  entre 0.05 y 20 dependiendo de los datos experimentales [53, 63]. Cuando el diámetro de las gotas hijas comienza a ser más grande que el de la gota primaria reducida, la ruptura por crecimiento de ondas se activa [53]. Una función de probabilidad de densidad es utilizada para determinar la distribución de tamaños de las gotas hijas.

El semi-ángulo de chorro está dado en términos de la relación de la velocidad de atomización en la dirección radial y la velocidad efectiva de inyección en la dirección axial a la salida de la tobera:

$$\tan\left(\frac{\beta}{2}\right) = \frac{L_A/\tau_A}{U_{ef}} \quad (2.36)$$

#### *Sub-modelo de la analogía de Taylor (TAB)*

El sub-modelo *TAB* para la atomización de chorros fue planteado por O'Rourke y Amsdem [61] y se basa en la analogía entre una gota que oscila y se deforma y un sistema masa-resorte<sup>10</sup>. La gota se rompe cuando la amplitud de la oscilación de la gota es suficientemente grande, la fuerza externa aplicada

<sup>10</sup>Este modelo también puede ser de atomización primaria al agregarle una longitud de ruptura

es la fuerza aerodinámica, la fuerza restauradora es la tensión superficial del líquido y la amortiguadora es la fuerza por la viscosidad del líquido.

La oscilación de la superficie de la gota se describe mediante una ecuación diferencial ordinaria de segundo orden:

$$m\ddot{x}_{def} = F - kx_{def} - d\dot{x}_{def} \quad (2.37)$$

donde  $m$  es la masa,  $x_{def}$  es el desplazamiento del ecuador de la gota desde su posición de equilibrio y cada término se expresa como [69]:

$$\frac{F}{m} = C_F \frac{\rho_g U_{rel}^2}{\rho_l r_p} \quad (2.38)$$

$$\frac{k}{m} = C_K \frac{\sigma}{\rho_l r_p^3} \quad (2.39)$$

$$\frac{d}{m} = C_\mu \frac{\mu_l}{\rho_l r_p^2} \quad (2.40)$$

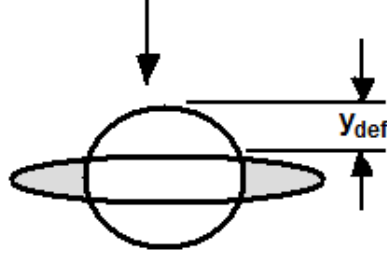
con  $\rho_l, \rho_g$  las densidades del líquido y gas, respectivamente.  $U_{rel}$  la velocidad relativa entre las fases,  $r$  el radio de la “parcel”,  $\sigma$  es la tensión superficial del líquido,  $\mu_l$  es la viscosidad del líquido,  $C_F$ ,  $C_K$  y  $C_\mu$  son tres constantes del sub-modelo.

Al sustituir el parámetro adimensional  $y_{def} = x_{def}/(C_b r_p)$  en la ecuación 2.37 anterior resulta:

$$y_{def} = \frac{C_F \rho_g U_{rel}^2}{C_b \rho_l r_p^2} - \frac{C_K \sigma}{\rho_l r_p^3} y_{def} - \frac{C_\mu \mu_l}{\rho_l r_p^2} \dot{y}_{def} \quad (2.41)$$

donde la ruptura de la gota ocurre si  $y_{def} > 1$  (ver figura 2.14). Una vez que la atomización ocurre, el sub-modelo reemplaza a las “parcels” madre con las “parcel” atomizadas. En cambio el sub-modelo *KH* continuamente arranca “parcels” hijas de la superficie inestable de la madre, lo que lo hace muy eficiente para describir el fenómeno [70].

La ecuación 2.41 de amplitud de distorsión se puede resolver analíticamente en el caso en que la velocidad relativa sea constante [69]:



**Figura 2.14.** Esquema representativo de la deformación de la “parcel” de un chorro simulado por el sub-modelo de la Analogía de Taylor (TAB) [65].

$$\begin{aligned}
 y_{def}(t) = & \frac{C_F}{C_K C_b} We + \\
 & + e^{-t/t_p} \left[ \left( y_{def,0} - \frac{C_F}{C_K C_b} \right) \cos(\omega t) \right] + \\
 & + e^{-t/t_p} \left[ \frac{1}{\omega} \left( \dot{y}_{def,0} + \frac{y_{def,0} - \frac{C_F}{C_K C_b} We}{t_p} \right) \text{sen}(\omega t) \right] \quad (2.42)
 \end{aligned}$$

donde:

$$\frac{1}{t_p} = C_d \frac{\mu_l}{2\rho_l r_p^2} \quad (2.43)$$

$$\omega^2 = C_K \frac{\sigma}{\rho_l r_p^3} - \frac{1}{t_p^2} \quad (2.44)$$

$$We = \frac{\rho_g U_{rel}^2 r_p}{\sigma} \quad (2.45)$$

y con  $y_{def,0}$ ,  $\dot{y}_{def,0}$  siendo los valores iniciales de la distorsión y su tasa de cambio temporal, respectivamente. Típicamente sus valores son asumidos como cero [7]. La relación  $C_F/(C_k C_b)$  cuando el número de Weber crítico es igual a 6.

Los valores de las 4 constantes del sub-modelo fueron determinadas por O'Rourke y Amsdem [61] a partir de ensayos experimentales y son:  $C_b = 1/2$ ,  $C_F = 1/3$ ,  $C_K = 8$ , y  $C_\mu = 5$ .

Para números de *Weber* grandes, ocurre el régimen de arrancamiento y se asume que la ruptura ( $y_{def} > 1$ ) ocurre mucho antes en el período de oscilación  $\omega\tau_{bu} \ll \pi$  y el tiempo de ruptura es [7]:

$$\tau_{bu} = \sqrt{3} \frac{r_p}{U_{rel}} \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} \quad (2.46)$$

La constante de la ecuación anterior es igual tanto para el sub-modelo *TAB* como para el *KH* ( $B_1$  en el sub-modelo *KH*). Sin embargo se debe destacar que la tasa actual de ruptura calculada puede ser diferente con el mismo valor de la constante del tiempo ruptura, porque la física y los detalles de implementación de ambos modelos es diferente [65].

Stiesch [7] resume las ecuaciones del sub-modelo *TAB* para la determinación del ángulo del chorro y el radio de las gotas hijas inmediatamente después de la ruptura:

$$\tan\left(\frac{\beta}{2}\right) = \frac{\dot{x}_{def}}{U_{rel}} \quad (2.47)$$

con  $\dot{x}_{def}$  la componente de velocidad normal de las “parcels” hijas y el valor de  $y_{def}$  al momento de la ruptura puede calcularse a partir de la ecuación 2.42. Para números de Weber grandes viene a ser:

$$y_{def} \approx \frac{We}{12} \omega^2 t_{bu} \quad (2.48)$$

Que al sustituir en la ecuación anterior del ángulo de chorro se tiene:

$$\tan\left(\frac{\beta}{2}\right) \approx \frac{\sqrt{3}}{3} \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l}} \quad (2.49)$$

El radio de las “parcels” hijas se calcula a partir de un balance de energía que viene a ser la suma de la energía superficial y los límites de energía en la distorsión y oscilación de la “parcel” madre, igualado a la suma de la energía superficial y cinética de las “parcels” hijas debido a la componente normal de su velocidad. La ecuación es entonces la siguiente:

$$4\pi r_p^2 \sigma = K \frac{\pi}{5} \rho_l r^5 (\dot{y}_{def}^2 + \omega^2 y_{def}^2) = 4\pi r_p^2 \sigma \frac{r_p}{r_{32}} + \frac{\pi}{6} r_p^5 \rho_l \dot{y}_{def}^2 \quad (2.50)$$

con  $K = 10/3$ . Esta ecuación implica que inmediatamente después de la ruptura las “parcel” hijas son esféricas y su tasa de distorsión es cero. Después de operaciones matemáticas se puede expresar como:

$$\frac{r_p}{r_{32}} = \frac{7}{3} + \frac{\rho_l r_p^3}{8\sigma} \dot{\gamma}_{def}^2 \quad (2.51)$$

De esta manera se relacionan el radio de la “parcel” madre ( $r_p$ ) con el radio medio de Sauter ( $SMD/2 = r_{32}$ ) de las hijas. Se puede asumir que todas las “parcel” hijas tienen el mismo radio o se puede aplicar una función de distribución a las mismas alrededor del radio medio [7].

*Sub-modelo de Hsiang-Faeth (HF)*

El sub-modelo de atomización secundaria de Hsiang-Faeth [58] se derivó de observaciones experimentales de la deformación y ruptura secundaria de las gotas de líquidos sometidos a perturbaciones por ondas de choque, en diferentes gases estacionarios. El autor identificó los regímenes de deformación y ruptura de las gotas en función de los números de Weber y Ohnesorge. El sub-modelo se puede aplicar indistintamente del régimen de atomización de un chorro y para números de  $We_g < 1000$ .

El tiempo de ruptura de las gotas está expresado únicamente en función del número de Ohnesorge y para casos de  $Oh > 0.1$  viene a ser:

$$\tau_{bu} = \frac{5}{1 - (Oh/7)} \frac{D_p}{|\mathbf{u}_g - \mathbf{u}_p|} \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} \quad (2.52)$$

Esta ecuación refleja la importancia de la viscosidad del líquido en la ruptura de las gotas, para números grandes de Ohnesorge implica la supresión de la ruptura, ya que  $\tau_{bu}$  se hace ilimitado [58]

La correlación para el  $SMD$  de las gotas después de la ruptura se obtuvo a partir de las similitudes entre la ruptura primaria laminar de líquidos y la ruptura por arrancamiento (“shear” en inglés) de gotas. En ambos casos, las gotas son arrancadas desde capas límites en las superficies del líquido. La correlación es entonces la siguiente:

$$SMD = C_S D_p \left( \frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{1/4} \sqrt{\frac{U_p}{\rho_l D_p |\mathbf{u}_g - \mathbf{u}_p|}} \quad (2.53)$$

en donde  $C_S$  es una constante igual a 6.2.

Éste diámetro medio característico es también conocido como diámetro estable y es dominado por las gotas grandes en la distribución de tamaños.

Faeth afirma que la reducción del diámetro de las gotas junto con la disminución de las velocidades relativas durante la ruptura; juegan un papel importante para que el proceso de ruptura finalice. Entonces la ruptura sólo se lleva a cabo mientras:

$$We_{g,crit} = \frac{\rho_g |\mathbf{u}_g - \mathbf{u}_p|^2 D_p}{2\sigma} > 6 \quad (2.54)$$

Finalmente, el diámetro de las gotas cambia de acuerdo a la siguiente tasa de ruptura:

$$\frac{dD_p}{dt} = -\frac{(SMD - D_p)}{\tau_{bu}} \quad (2.55)$$

### Modelado *Euleriano-Lagrangiano 3D-CFD* de los fenómenos de colisión y coalescencia

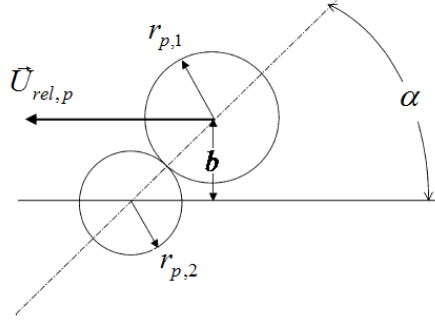
Por presentar el chorro Diesel zonas con alta densidad de líquido, resulta importante el estudio y modelado de los fenómenos de colisión y coalescencia. La colisión puede impactar directamente sobre el tamaño medio, dispersión y velocidades de las gotas en el chorro [43].

Los sub-modelos de coalescencia más conocidos son los de O'Rourke y Bracco [71], y Gavaises et al. [72], basados en las observaciones experimentales realizadas por Brazier-Smith et al. [73] en chorros de agua. Post y Abraham [43] propusieron un sub-modelo modificado, también a partir del de O'Rourke y Bracco, que considera los efectos de la densidad del combustible en las simulaciones de diferentes regímenes de coalescencia del chorro, considerando condiciones de operación cercanas a la del chorro Diesel.

Como se mencionó en la descripción del fenómeno (2.7), diferentes resultados pueden salir de la colisión: rebotes, coalescencia permanente, coalescencia temporal y fragmentación. Tres números adimensionales son los criterios para identificar los regímenes de colisión: el número de Weber de colisión, el parámetro de impacto y la relación de tamaño de las "parcels" [7, 43]:

$$We_{col} = \frac{\rho_l U_{rel,p}^2 D_{p,2}}{2\sigma} \quad (2.56)$$

en donde  $D_{p,2}$  es el diámetro de la "parcel" más pequeña y  $U_{rel,p}$  es la velocidad relativa entre dos "parcels":



**Figura 2.15.** Esquema de definición del parámetro de impacto ( $B$ ) en el modelado de la coalescencia de chorros [43].

$$U_{rel,p} = \sqrt{U_{p,1}^2 + U_{p,2}^2 - 2U_{p,1}U_{p,2} \cos(\alpha)} \quad (2.57)$$

Los subíndices 1 y 2 se refieren a la “parcel” grande y la pequeña de las dos que colisionan, respectivamente y,  $\alpha$  es el ángulo de paso de las “parcels” antes de que colisionen.

El parámetro de impacto  $B$  es un número adimensional que se calcula con la distancia perpendicular entre el vector de velocidad relativa que pasa en el centro de la gota grande y el centro de la gota pequeña y, el diámetro de las “parcels” que interactúan (ver figura 2.15). Su expresión es la siguiente:

$$B = \frac{2b}{(D_{p,1} + D_{p,2})} \quad (2.58)$$

Cuando  $B = 0$  la colisión tiene lugar propiamente y cuando  $B = 1$  las “parcels” ligeramente se tocan [43]. Así mismo, una forma de estimar la distancia entre centros  $b$  en el modelado es la siguiente [72]:

$$b = \sqrt{y_b(D_{p,1} + D_{p,2})} \quad (2.59)$$

donde  $y_b$  es un número arbitrario entre 0 y 1.

El parámetro  $b$  se compara con el parámetro de impacto crítico más allá del cual la colisión resulta en coalescencia temporal<sup>11</sup> y que viene dado por:

<sup>11</sup>Post y Abraham afirman que a pesar de que la coalescencia puede ser temporal, las velocidades de las gotas sí que se ven afectadas por la interacción.

$$b_{crit} = (D_{p,1} + D_{p,2}) \min \left\{ 2.4f \left( \frac{D_{p,1}}{D_{p,2}} \right) \frac{1}{We_{col}}, 1 \right\} \quad (2.60)$$

siendo  $f(D_{p,1}/D_{p,2})$  una función que aproxima a los datos experimentales, y el término entre corchetes representa la probabilidad de que la colisión que ocurra resulte en coalescencia.

El sub-modelo de O'Rourke y Bracco [71] sólo considera coalescencia temporal (con posterior separación por estrechamiento) y permanente de las "parcels". Asume que la colisión entre dos gotas "parcels" puede suceder si éstas ocupan la misma celda computacional y, si la probabilidad de colisión supera a un valor límite basado en las frecuencias de colisión; éstas últimas determinadas a partir de la teoría de la cinética.

La frecuencia de las colisiones se basa entonces en el número de densidad de gotas localizadas en una misma celda y la velocidad relativa entre ellas:

$$v = \frac{1}{\delta V} N_{p,2} \frac{\pi}{4} (D_{p,1} + D_{p,2}) |U_{p,1} - U_{p,2}| E_{12} \quad (2.61)$$

con  $\delta V$  el volumen de la celda,  $N_p$  número de gotas en la "parcel" y  $E_{12}$  la probabilidad de colisión (término entre llaves en la ecuación 2.60).

Debido a la gran cantidad de gotas "parcel" presentes en un chorro, resulta costoso computacionalmente determinar si todas ellas colisionan en un paso de tiempo de cálculo. Es por ello que se calcula una probabilidad de colisión mediante la distribución de Poisson:

$$P_0 = e^{-v\delta t} \quad (2.62)$$

con  $\delta t$  el paso de tiempo. Un número adimensional  $y_y$  determina si hay colisión o no, es decir, si  $y_y \geq P_0$  la colisión ocurre y un nuevo número adimensional  $y_b$  (utilizado para el cálculo del parámetro  $b$ ), determinará el resultado de la misma [74].

Diferentes investigadores han llegado a la conclusión de que esta metodología conlleva a una elevada dependencia de la tasa de colisión calculada con respecto a la malla y el paso de tiempo de cálculo, problema que puede ser disminuido con mallas adaptadas para la colisión, como la metodología propuesta por Hou y Schmidt [75] que produce una malla de colisión que es independiente de la malla de la fase gaseosa y que se refina adaptándose al número de densidad local de la "parcel", o al cambiar los criterios de distancia entre las gotas que podrían colisionar y la consideración de un tiempo promedio de colisión [43, 76, 77].



## 2.5. Intercambio de cantidad de movimiento

### Descripción del fenómeno

El intercambio de momento entre las gotas y el aire circundante es descrito a través de la dinámica, es decir, la Ley de Newton y el arrastre aerodinámico:

$$m \frac{\delta}{\delta t} \mathbf{u} = \mathbf{F}_D \quad (2.63)$$

La fuerza de fricción con el aire ( $\mathbf{F}_D$ ) es dominante después de que las gotas han dejado atrás la zona densa del chorro, con respecto a otras fuerzas como las de gradiente de presión, masa virtual, Basset, Magnus entre otras [78]. A medida de que el chorro líquido en gotas arrastra al aire, las gotas se desaceleran y el aire se acelera; dicho arrastre afecta por lo tanto a la posición y velocidad en el tiempo de las gotas en el chorro.

Uno de los efectos macroscópicos más evidentes al inyectar un líquido presurizado en una atmósfera gaseosa a través de un orificio pequeño, en condiciones capaces de producir la atomización completa del líquido, es el englobamiento de aire dentro del cono del chorro. Éste es un fenómeno producido por el intercambio de cantidad de movimiento entre las fases. El estudio del englobamiento es de suma importancia en el campo de los motores de encendido por compresión ya que la eficiencia de la combustión del combustible depende fuertemente de la mezcla aire/combustible [79].

De la mecánica de fluidos es conocido que la fuerza de arrastre en una esfera depende del arrastre de forma y el de fricción superficial. El primero asociado con la caída total de presión o gradiente de presión entre el frente (aguas arriba) y la parte de atrás (aguas abajo) de la esfera, y el segundo, asociado al esfuerzo cortante viscoso que actúa sobre la superficie de la esfera a medida que el flujo pasa alrededor de ésta [80]. La fuerza global puede ser expresada en términos de un coeficiente de arrastre empírico ( $C_D = \text{Fuerza} / \text{Area proyectada}$ ) que depende del número de Reynolds de la esfera, el cual se expresa como:

$$Re_p = \frac{\rho_g U_{rel}^2 D_p}{2\mu_g} \quad (2.64)$$

Para números de *Reynolds* muy bajos, y para una esfera sólida que se mueve individualmente, el coeficiente de arrastre se puede expresar según la ley de Stokes y depende principalmente de la fricción con el fluido. Para números de Reynolds más altos, lo que representa velocidades relativas más grandes como los encontrados en los chorros Diesel, el flujo de gas se separa desde la

superficie de la partícula y el arrastre de forma se hace más importante que el de fricción.

Según [21] en el caso de gotas de líquido, el coeficiente de arrastre es usualmente diferente al encontrado en partículas esféricas y sólidas, ya que el patrón de flujo dentro y alrededor de la gota son diferentes. Existen muchas correlaciones empíricas propuestas para corregir el coeficiente de arrastre estándar (basado en partículas esféricas y sólidas), para que pueda ser aplicado a gotas líquidas en movimiento y considerando efectos de: deformación de la esfericidad antes de la ruptura [58, 65], alta densidad de líquido o presencia de otras gotas en las zona de inyección del chorro [71, 81], aceleración [82], evaporación [83, 84] entre otros.

### **Modelado *Euleriano-Lagrangiano 3D-CFD* del intercambio de cantidad de movimiento**

El modelado de la fuerza de arrastre entre el líquido y el gas en un chorro Diesel es también de gran importancia además del modelado de la inyección y atomización. El arrastre afecta directamente a la velocidad relativa entre las fases, la cual es utilizada en el cálculo de la ruptura y coalescencia y, por lo tanto afecta el tamaño y distribución de las gotas en el chorro [65].

La fuerza de arrastre que actúa en una gota puede expresarse como:

$$\mathbf{F}_D = \frac{1}{2} \rho_a C_D A_d |\mathbf{u} + \mathbf{u}' - \mathbf{u}_p| (\mathbf{u} + \mathbf{u}' - \mathbf{u}_p) \quad (2.65)$$

donde  $A_p$  es el área de la sección transversal de la “parcel” y,  $\mathbf{u}_p$ ,  $\mathbf{u}$  y  $\mathbf{u}'$  son los vectores de velocidades de la “parcel”, promedio del gas y fluctuante turbulenta, respectivamente.  $|\mathbf{u} + \mathbf{u}' - \mathbf{u}_p|$  es la magnitud de la velocidad relativa.

Existen numerosas correlaciones empíricas del coeficiente de arrastre  $C_D$  de las gotas que se utilizan en el cálculo *CFD*. Éste coeficiente se expresa en función del número de Reynolds de la gota y, para números de Reynolds elevados, el coeficiente de arrastre en una esfera sólida que se mueve estacionariamente es típicamente determinado de la siguiente manera [63, 85]<sup>12</sup>:

<sup>12</sup>Otras correlaciones interesantes se pueden encontrar en los trabajos de Yuen y Chen [86], Feng y Michaelides [87] y Clift et al. [88]

$$C_D = \frac{24}{Re_p} \left(1 + \frac{1}{6} Re_p^{1/3}\right), Re_p \leq 1000 \quad (2.66)$$

$$0.424, Re_p > 1000$$

Diferentes investigaciones realizadas llevan a la conclusión de que el coeficiente de arrastre de una gota aislada es superior al de una gota rodeada por muchas otras. En este sentido O'Rourke y Bracco [71] propusieron el reemplazo de la ecuación 2.66 por la siguiente que incluye la relación de volúmenes de las fases para un chorro denso:

$$C_D = \frac{24}{Re_p} (\theta^{-2.65} + \frac{1}{6} Re_p^{1/3} \theta^{-1.78}) \quad (2.67)$$

También Rusche e Issa [81] plantearon una corrección al coeficiente de arrastre de una gota esférica por la presencia de otras:

$$C_{D,\theta} = C_{D,o} f(\theta) = C_{D,o} [e^{2.1\theta} + \theta^{0.249}] \quad (2.68)$$

La función  $f(\theta)$  es derivada del ajuste de datos experimentales y tiene la particularidad de que se incrementa exponencialmente para altos valores de relación de volumen ( $\theta > 0.3$ ).

Para las gotas líquidas que sufren deformación, Liu y Reitz [65] propusieron una correlación a partir del cálculo de la distorsión de la gota con el sub-modelo *TAB*, para considerar condiciones de flujo en el modelado. Éstos justifican su trabajo al afirmar que el sub-modelo *TAB* predice una forma constante de la gota deformada producto de la aceleración del gas, a pesar de que de las condiciones del flujo son cambiantes. La correlación propuesta es la siguiente:

$$C_{D,def} = C_{D,o} (1 + 2.632 y_{def}) \quad (2.69)$$

donde  $y_{def}$  es el parámetro de distorsión y para números de Reynolds grandes el coeficiente de arrastre es 3.632 veces más grande que el de una esfera.

Otros investigadores [21, 89] corrigen el arrastre para considerar deformación de gotas de acuerdo a las expresiones obtenidas por Hsiang y Faeth [58]. Estos últimos de sus experimentos concluyeron que entre la atomización primaria y la secundaria, la máxima distorsión de la gota se expresa matemáticamente de la siguiente manera:

$$\frac{D_{p,defmax}}{D_p} = 1 + 0.19We_p^{1/2}, \quad Oh < 0.1, \quad We_p < 100 \quad (2.70)$$

$$\frac{D_{p,def} - D_p}{(D_{p,defmax} - D_p)} = 0.8\tau_{fin} \quad (2.71)$$

$$\tau_{fin} = \frac{\tau^*}{\tau_{bu}} \quad (2.72)$$

donde  $\tau_{fin}$  es el tiempo requerido por una gota para alcanzar la máxima deformación y  $\tau^*$  es un tiempo característico determinado por:

$$\tau^* = \frac{D_p}{U_{rel}} \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} \quad (2.73)$$

El coeficiente de arrastre instantáneo en ese tiempo es entonces:

$$C_{D,def} = C_{D,o} \left[ 0.85 + 0.15 \frac{D_{p,def}}{D_p} \right] \quad (2.74)$$

En el caso de la evaporación, Lefevbre [34] describe dos factores que pueden tener influencia en el arrastre:

- El efecto de la transferencia de masa
- Los gradientes de concentración y de temperatura cercanos a la superficie de la gota (por la evaporación), que afectan la dependencia del coeficiente de arrastre con el número de Reynolds

Eisenklam et al. [83] presentaron en su trabajo sobre gotas de combustible que se evaporan o queman, que el coeficiente de arrastre es reducido por la transferencia de masa. Abramzon y Sirignano [90] plantearon la siguiente corrección al coeficiente parecida a la de Eisenklam:

$$C_{D,evap} = \frac{C_{D,o}}{(1 + B_M)^\alpha} \quad (2.75)$$

$$\alpha = \begin{array}{l} 1.0, B_M < 0.78 \\ 0.75, B_M \geq 0.78 \end{array} \quad (2.76)$$

en donde  $B_M$  es el número de Spalding de transferencia de masa:

$$B_M = \frac{(\sum_{i=1}^n Y_{i,g,s} - \sum_{i=1}^n Y_{i,g,\infty})}{(1 - \sum_{i=1}^n Y_{i,g,s})} \quad (2.77)$$

con  $Y_{i,g,s}$  e  $Y_{i,g,\infty}$  siendo la fracción másica de vapor de la especie  $i$  en la superficie de la “parcel” y en el ambiente alrededor, respectivamente.

Yuen y Chen [86] plantearon que la diferencia entre en arrastre de un chorro no evaporativo y evaporativo se debe principalmente a los cambios de las propiedades físicas del gas en la superficie de la gota y, en menor medida, por la transferencia de masa. Además, sugieren que se utilicen las mismas correlaciones de arrastre desarrolladas para gotas esféricas y en condiciones no evaporativas, pero suministrando una viscosidad promedio de la capa límite en el cálculo del número de Reynolds determinada por las propiedades según la regla de “1/3” de los estados de referencia:

$$T_{ref} = T_s + \frac{T_\infty - T_s}{3} \quad (2.78)$$

$$Y_{f,ref} = Y_{f,s} + \frac{Y_{f,\infty} - Y_{f,s}}{3} \quad (2.79)$$

siendo  $T$  la temperatura,  $Y_f$  la fracción másica de combustible en vapor, y los sub-índices  $ref$ ,  $s$  e  $\infty$  corresponden a referencia, superficie y condiciones ambientes, respectivamente [34].

## 2.6. Interacción turbulenta aire/gota

### Descripción del fenómeno

En chorros Diesel en condiciones de motor, la mezcla de combustible y aire tiene lugar principalmente en un flujo turbulento. La turbulencia o los flujos turbulentos presentan un régimen de comportamiento caótico, con cambios estocásticos de las propiedades. La turbulencia es rotacional, Pope [91] en su libro comenta que una de sus características importantes es la habilidad de transportar y mezclar el fluido de una forma más efectiva que un flujo laminar comparable. De esta manera, la turbulencia mejora las tasas de transporte y mezcla de masa, momento y calor en la interface líquido-gas.

Muchas técnicas experimentales y teóricas diferentes se utilizan para estudiar la turbulencia y los flujos turbulentos. Pope clasifica dichos estudios

según si el análisis de los remolinos de la turbulencia se basa en los de pequeña escala o en los de gran escala de longitud. Existen muchas escalas que permiten caracterizar los flujos, las de mayor interés en el estudio de la combustión en motores son las escalas grandes, que están limitadas en tamaño por las fronteras más bien físicas del sistema, como el ancho característico del flujo o la Macro-escala ( $L$ ) [92].

Estas escalas grandes son principalmente estudiadas por la teoría de la estabilidad de chorros y tienen la habilidad de agitar o mover al flujo. En el chorro, los remolinos más grandes son los que permiten el englobamiento del aire hasta la región central del mismo. En motores de combustión interna  $L$  podría ser la distancia promediada en el tiempo entre el pistón y la culata, en un chorro sería el ancho local del mismo en cualquier posición axial.

Una de las teorías más desarrolladas para el estudio del chorro libre es la propuesta inicialmente por Abramovich [93], que lo simplifica a un chorro gaseoso turbulento, cuasi-estacionario, axisimétrico, inyectado en un ambiente gaseoso en reposo. Esta simplificación es muy utilizada en el ámbito científico por permitir el estudio muy aproximado de la estructura y propiedades de la mezcla en chorros Diesel y sobre todo en las condiciones de inyección actuales; en donde a pesar de que el chorro de combustible es inicialmente líquido, las gotas de líquido pronto se convierten en una pequeña fracción del volumen total del chorro por la evaporación y el englobamiento de aire. Aguas abajo de la longitud intacta, la velocidad de las gotas pequeñas relativa al combustible evaporado y el aire puede ser muy pequeña, así que el chorro se comportaría como un chorro gaseoso [2].

Diversas teorías, aún más complejas, se han desarrollado para el estudio del chorro turbulento axisimétrico y multifásico, en muchos casos considerando turbulencia uniforme e isotrópica (i.e. las propiedades del flujo son independientes de la dirección). En ellas se analizan la interacción entre partículas y las estructuras turbulentas de la fase continua y la posible atenuación o generación de la turbulencia que dichas partículas pueden introducir al flujo global. Los experimentos realizados incluyen una gran variedad de partículas inyectadas, pudiendo ser éstas de igual tamaño (chorros mono-dispersos), pequeñas o grandes, con alta o baja carga másica, de diferentes materiales (i.e. sólidas, gotas o burbujas), y una gran variedad de flujos que las transportan como por ejemplo agua y aire.

Sobre este tema, Faeth [41, 42] presenta una revisión muy interesante en donde identifica los tres tipos de interacción gota/turbulencia:

1. Dispersión de las gotas por la turbulencia, lo cual es un efecto de la turbulencia sobre las propiedades de la gota.

2. Modificación de las propiedades de la turbulencia por el movimiento de las gotas, el cual es un efecto a la inversa de las gotas sobre las propiedades de la turbulencia.
3. Modificación de las tasas de transporte interfaciales por efecto de las fluctuaciones de la turbulencia, como una combinación de las dos interacciones anteriores.

El primero de ellos se fundamenta en el hecho de que las partículas y los remolinos turbulentos siguen trayectorias diferentes y sólo interactúan por un tiempo, por lo tanto se estudia fundamentalmente el tiempo de interacción de las gotas con los remolinos, el cual para una partícula y un remolino dados, puede estar controlado según las condiciones del flujo por el tiempo de vida del remolino o el tiempo de tránsito requerido por la partícula para atravesar el remolino<sup>13</sup>.

La dispersión turbulenta y las velocidades relativas varían con el diámetro de las gotas. La poca influencia que ejerce la dispersión turbulenta en gotas grandes puede ser una de las causas del aumento del diámetro medio de las gotas en el eje del chorro en condiciones no evaporativas; dicho fenómeno otros investigadores lo asocian a la coalescencia, como se mencionó previamente. Los efectos de la dispersión turbulenta parecen ser menos representativos en condiciones de evaporación en comparación con otros como la distribución de tamaños de gotas.

El segundo mecanismo se refiere a la acción directa de las partículas en las propiedades de la turbulencia de la fase gaseosa. Se evalúa si ésta acción incrementará o decrecerá los niveles de la turbulencia. Una de las investigaciones más conocidas citadas por Faeth es la realizada por Gore y Crowe [94] en la cual concluyen que las partículas pequeñas modifican la turbulencia reduciendo sus niveles, y las partículas grandes los aumentan, con un límite transición de regímenes definido por la relación de diámetro de la partícula con respecto a la escala de tamaño del remolino de aproximadamente 0.1 ( $D_p/L_e \approx 0.1$ ).

Faeth afirma que este comportamiento es posible porque las partículas pequeñas se acomodan rápido a las velocidades locales de los remolinos, incrementando los efectos de la modulación de la turbulencia y, al tener relativamente débiles perturbaciones, disminuyen la generación de la turbulencia. Este razonamiento anterior aplica de forma opuesta para el caso de partículas grandes.

---

<sup>13</sup>El número adimensional de Stokes relaciona ambos tiempos característicos.

Estudios más recientes de éste mecanismo, citados en la revisión de Bharadwaj y Rutland [95], utilizan el número de Stokes como delimitador, al parecer un incremento del número de Stokes de la partícula produce que la energía de la turbulencia decrezca en los remolinos de escalas grandes y se incremente en los de escalas pequeñas, pudiendo dicho comportamiento ser invertido a medida de que el número de Stokes aumenta.

Efectos de la modulación de la turbulencia pueden ser observados en los altos niveles de anisotropía de las fluctuaciones de la velocidad del gas con respecto a los observados en chorros de una sola fase en la zona densa. Faeth explica que las propiedades de la turbulencia en el caso de chorros densos están dominadas por la generación de turbulencia por las gotas y la disipación de dicha energía en la fase gaseosa, dando lugar a patrones/campos de turbulencia cuyas propiedades difieren de forma significativa de la turbulencia convencional observada para una sola fase.

El tercer mecanismo se refiere al incremento de las tasas de transporte en chorros evaporativos (representadas en los coeficientes de transferencia de masa, calor y arrastre), y en combustión por la turbulencia. En evaporación y combustión, la turbulencia afecta las tasas de calentamiento y evaporación<sup>1415</sup>.

De esta manera, Faeth daba evidencias concretas de la existencia e importancia de dichos mecanismos de interacción gota/turbulencia, y de los cuales demandaba más investigación experimental y numérica, ya que al igual que en el estudio de la atomización del chorro, todavía no parecen haber conclusiones definitivas sobre las propiedades de la turbulencia en chorros multifásicos.

### **Modelado *Euleriano-Lagrangiano 3D-CFD* de la interacción gota/turbulencia**

Los tres mecanismos de interacción gota/turbulencia han sido implementados numéricamente para la simulación Euleriana-Lagrangiana de chorros

<sup>14</sup>Algunos investigadores [96, 97] sugieren corregir los números adimensionales de Sherwood y Nusselt laminares de la gota por un coeficiente de turbulencia que depende de la intensidad de la turbulencia, el número de Schmidt y el Reynolds de la gota.

<sup>15</sup>Las expresiones matemáticas de los números de *Sherwood*, *Nusselt* y *Schmidt* se presentan más adelante en el apartado de la simulación de la evaporación del chorro. Los números adimensionales de Sherwood y Nusselt definen las tasas de transferencia de masa y de calor. Más en detalle el número de Sherwood es la relación entre el transporte de masa convectivo y difusivo y el número de Nusselt es la relación entre la difusión viscosa y la difusión térmica. El número de Schmidt relaciona la transferencia de cantidad de movimiento con la transferencia de masa, trayectorias y tiempo de vida de las gotas en cualquier punto del flujo y, la configuración de la llama que puede tener una gota de combustible que se evapora en un ambiente oxidante.



*RANS*. El sub-modelo más conocido ha sido el de carácter estocástico planteado por Dukowicz [19], el cual ha sido replanteado por Gosman e Ioannides [98] y que se utiliza en códigos como *Star-CD* y por O'Rourke et al. [85] cuya implementación se llevó a cabo en *KIVA*.

El sub-modelo de Gosman e Ioannides [98] se basa en que la interacción turbulenta entre el gas y las "parcels" tiene lugar en un intervalo de tiempo determinado, en el cual la turbulencia del gas es arbitrariamente muestreada y afecta directamente al movimiento de las "parcels". De esta manera los dos puntos importantes del sub-modelo son los siguientes:

1. La velocidad instantánea del gas en las ecuaciones de conservación se representa como la suma de la velocidad promediada en el tiempo  $U_g$  y la velocidad fluctuante  $u'_g$ :

$$\mathbf{u}_g = \mathbf{U}_g + \mathbf{u}'_g \quad (2.80)$$

La velocidad fluctuante se calcula asumiendo turbulencia isotrópica y su distribución probabilística es de tipo Gaussiana con desviación estándar:

$$\sigma = \left( \frac{2}{3} \kappa \right)^{1/2} \quad (2.81)$$

siendo  $\kappa$  la energía cinética turbulenta.

2. La interacción de las gotas con la turbulencia del gas se lleva a cabo durante un intervalo de tiempo que es el mínimo entre el tiempo de vida del remolino  $\tau_e$  y el tiempo de residencia o tránsito de la gota en el remolino  $\tau_{turb}$ :

$$\tau_I = \min(\tau_e, \tau_I) \quad (2.82)$$

$$\tau_e = 3C_\mu \frac{\kappa}{\epsilon} \quad (2.83)$$

$$\tau_I = \begin{cases} \infty, & \tau_M \leq \frac{l_e}{|\mathbf{u}_g - \mathbf{u}_p|} \\ -\tau_M \ln \left( 1 - \frac{l_e}{\tau_M |\mathbf{u}_g - \mathbf{u}_p|} \right), & \tau_M > \frac{l_e}{|\mathbf{u}_g - \mathbf{u}_p|} \end{cases} \quad (2.84)$$

siendo  $C_\mu$  la constante del sub-modelo  $\kappa - \epsilon$  de turbulencia.  $\tau_M$  el tiempo de relajación de momento de la “parcel” viene dado por:

$$\tau_M = \frac{m_p |\mathbf{u}_g - \mathbf{u}_p|}{\mathbf{F}_D} \quad (2.85)$$

con  $m_p$  y  $\mathbf{F}_D$  la masa de la “parcel” y fuerza de arrastre, respectivamente.

Finalmente,  $l_e$  es la escala de longitud característica del remolino muestreado:

$$l_e = C_\mu^{1/2} \frac{\kappa^{3/2}}{\epsilon} \quad (2.86)$$

Cuando el tiempo de tránsito de la gota se hace infinito, se dice que la “parcel” ha sido atrapada por el remolino.

O’Rourke et al. [85] en su implementación de la dispersión turbulenta en *KIVA-II*, plantea los dos casos cuando el paso de tiempo computacional es menor al tiempo de interacción turbulento y cuando ocurre lo contrario. En el primer caso, el tiempo de relación de momento de la gota puede ser resuelto directamente por las diferencias finitas y considerar los efectos no lineales por la dependencia de la fuerza de arrastre en la velocidad relativa.

En el segundo caso, la solución del tiempo de relajación de la gota no es directa usando el paso de tiempo de cálculo, porque más de un valor de  $u'$  es visto por la gota en dicho paso de tiempo. Entonces, propone la idea de la adición de cambios arbitrarios de la posición y velocidad turbulenta de partícula que son escogidas de distribuciones derivadas de la suposición de que la gota experimenta una ley de arrastre lineal<sup>16</sup>.

El posible efecto modulador de la dispersión de las gotas en la turbulencia del gas se realiza con la adición de un término fuente de destrucción de energía cinética turbulenta en las ecuaciones de conservación del sub-modelo  $\kappa - \epsilon$ .

$$\rho_g \frac{\partial \kappa}{\partial t} = \dot{W}^s \quad (2.87)$$

$$\rho_g \frac{\partial \epsilon}{\partial t} = C_{S\epsilon} \frac{\epsilon}{k} \dot{W}^s \quad (2.88)$$

donde  $\dot{W}^s$  es el término modulador que se muestra en la tabla 2.2 del anexo 2.A de este capítulo y,  $C_{S\epsilon}$  es una constante que puede estar entre 1.2 y 1.5 [7, 103].

<sup>16</sup>Más detalles de ésta implementación puede encontrarse en el manual de *KIVA-III*

## 2.7. Evaporación

### Descripción del fenómeno

El combustible una vez atomizado en gotas se debe evaporar para mezclarse con el aire. Lefebvre [34] explica que el calor de evaporación es transferido a la superficie de la gota por conducción y convección desde el gas caliente, causando que la presión de vapor del combustible se incremente. El vapor es transferido por convección y difusión desde la capa límite que rodea a la superficie de la gota, a la corriente de gas<sup>17</sup>.

La tasa total de evaporación depende de la presión, temperatura, y propiedades de transporte del gas, así como de la temperatura, volatilidad, diámetro de las gotas en el chorro y la velocidad de las gotas relativa al gas circundante. Las gotas más pequeñas se evaporan más rápidamente, desaparecen, y producen una nube de vapor que se mueve junto con el gas.

El estudio de la evaporación a la escala de tamaño de las gotas es complicado y multidisciplinar, involucra el transporte de calor y de masa, la dinámica de los fluidos y cinética química [84]. Muchos investigadores prefieren estudiar la evaporación del chorro desde un punto de vista más macroscópico, por las características del chorro Diesel en condiciones de motor, donde uno de los parámetros más analizados es la longitud líquida máxima, que es la distancia desde el inyector a la cual la fase líquida en gotas desaparece y únicamente hay combustible en fase vapor mezclado con el aire.

Las dependencias de la longitud líquida con respecto a las condiciones de inyección y características termodinámicas del aire y combustible inyectados, han permitido a los investigadores inferir que el chorro Diesel está controlado por mezcla. Siebers [99] explica que el proceso de mezcla turbulenta es más determinante que el de difusión de masa, cantidad de movimiento y energía entre las fases, además de la existencia de un equilibrio térmico entre especies en un punto del chorro en condiciones de evaporación.

Textualmente se refiere a que la entalpía que permite evaporar el combustible procede del englobamiento de aire por parte del chorro, y el chorro líquido se evapora cuando se alcanza un cierto dosado característico. Estas hipótesis permiten a muchos investigadores [99–102] estudiar el chorro Diesel en condiciones de evaporación como si fuese un chorro gaseoso.

### Modelado *Euleriano-Lagrangiano 3D-CFD* de la evaporación

---

<sup>17</sup>La transferencia de calor por radiación es normalmente despreciable comparada con la de convección.

El modelado estándar de la evaporación en el chorro  $E-L$  involucra la resolución simultánea de la transferencia de calor y de masa y está basado en la teoría de la evaporación de una gota aislada, mono-componente, con propiedades internas uniformes y que sólo dependen del tiempo (como la temperatura) que se evapora en un gas ambiental infinito, ideal y en condiciones cuasi-estacionarias (la transferencia de calor y de masa son más lentas en el gas que en la fase líquida).

Los cambios de la masa y entalpía de la gota en función del tiempo se pueden expresar como [74]:

$$\frac{dm_p}{dt} = -\pi D_p PM \frac{p}{R_g T} D_f \ln \left\{ \frac{(p_g - p_{v,\infty})}{(p_g - p_{v,s})} \right\} Sh \quad (2.89)$$

$$m_p \frac{dh_p}{dt} = \pi D_p k (T_g - T_p) f(z) Nu + h_v \frac{dm_p}{dt} \quad (2.90)$$

donde  $p_g$  es la presión total de la fase gaseosa,  $PM$  es el peso molecular medio,  $R_g$  es la constante del gas,  $T_g$  es la temperatura de la fase gaseosa,  $D_f$  es la difusividad (laminar),  $p_{v,\infty}$  y  $p_{v,s}$  son las presiones de vapor fuera de la gota (típicamente determinada con la ecuación de Raoult) y en la superficie de la misma (típicamente determinada con la ecuación de *Clausius-Clapeyron*), respectivamente.  $Sh$  es el número de Sherwood,  $h_p$  es la entalpía de la “parcel”,  $k$  es la conductividad térmica,  $T_p$  es la temperatura de la gota,  $Nu$  es el número de Nusselt,  $h_v$  es el calor latente de evaporación y  $f(z)$  es un factor de corrección que toma en cuenta el efecto de la transferencia de masa en el coeficiente de transferencia de calor, y que viene dado por la correlación empírica de El Wakil et al. [104]

$$f(z) = \frac{z}{e^z - 1}; z = \frac{C_{p,v}(dm_p/dt)}{\pi D_p k Nu} \quad (2.91)$$

con  $C_{p,v}$  es la capacidad calorífica específica del combustible en vapor. Las correlaciones de [105] para la transferencia de calor por convección son típicamente utilizadas de entre muchas desarrolladas para determinar los números de Sherwood y Nusselt:

$$Sh = 2 + 0.6 Re_p^{1/2} Sc^{1/3} \quad (2.92)$$

$$Nu = 2 + 0.6 Re_p^{1/2} Pr^{1/3} \quad (2.93)$$

siendo  $Sc$  el número de Schmidt y  $Pr$  el número de Prandtl:

$$Sc = \frac{\mu_g}{\rho_g D} \quad (2.94)$$

$$Pr = \frac{C_{p,g} \mu_g}{k_g} \quad (2.95)$$

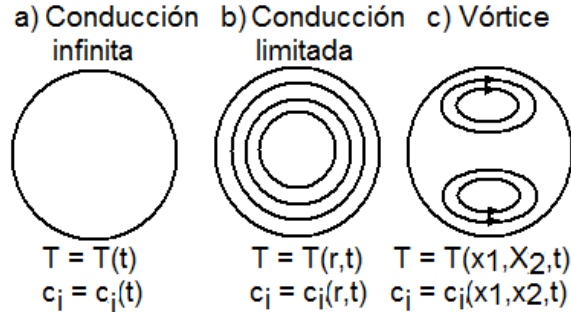
siendo  $D$  la difusividad de la masa,  $C_{p,g}$  el calor específico y  $k_g$  la conductividad térmica de la mezcla de gases.

Este sub-modelo es conocido como de conductividad ilimitada, es considerado como el más simple y todavía el más utilizado en cálculos de motores. Aunque su hipótesis de que la temperatura de la superficie de la gota es igual a la temperatura promedio de la gota, produce sub-estimaciones y sobre-estimaciones de los flujos de calor y de masa, dependiendo de las condiciones [106].

Existen otros dos sub-modelos muy conocidos para tratar la evaporación de las gotas, los que consideran propiedades internas de las mismas no uniformes y en condiciones cuasi-estacionarias. Estos son el sub-modelo de conductividad limitada y el de vórtices de *Hill*. El primero de ellos, propuesto por Law y Sirignano [107] asume una distribución unidimensional de la temperatura en función del radio de la gota, y que puede ser utilizado para el estudio de la evaporación de gotas multi-componentes. Los procesos de transferencia de calor y de masa en el interior de la gota son gobernados por conducción y difusión, respectivamente [7].

El segundo, considera regiones de flujo de líquido en el interior de la gota en forma de vórtices, y por tanto resuelve un problema de flujo en dos dimensiones (ver figura 2.16). Ayoub y Reitz [108] en su revisión sobre el modelado de la evaporación de chorros, afirman que el primer sub-modelo tiene aplicaciones en el caso del cálculo de chorros con cientos de miles de gotas, pero que el segundo no es prácticamente extendible a dicha aplicación.

Está demostrado científicamente que la suposición de condiciones cuasi-estacionarias de la evaporación no es del todo cierta. Alrededor de la gota se desarrolla una capa límite con acumulación de vapor de combustible. Éste fenómeno de acumulación de vapor es conocido como el flujo de Stephan según Abramzon y Sirignano [109], que produce un sobre-calentamiento debido a que la capa de límite alrededor de la gota es saturada con vapor a la misma temperatura de la superficie de la gota, desacelerando el proceso de evaporación [108].



**Figura 2.16.** Esquema representativo de los tipos de modelado del proceso de evaporación en las "parcels" de un chorro [7].

Las gotas de un chorro Diesel son multi-componentes y por tanto resultan necesarios sub-modelos más sofisticados para una mejor estimación de la mezcla de líquido y vapor. El sub-modelo conocido como de termodinámica continua, utiliza el concepto de evaporación de gotas por conductividad ilimitada, pero la concentración del combustible es descrita por una función de distribución que especifica la fracción molar en términos del peso molecular [7]. Esto lo hace eficiente para estimar el cambio de composición de la fase vapor, ya que sólo se plantean 3 ecuaciones de conservación para los parámetros de la función de distribución: la masa total de combustible, el peso molecular medio y su varianza.

Los sub-modelos de evaporación de combustibles reales deben considerar efectos de: la circulación interna en la gota, variaciones de temperatura dentro de la gota, difusión entre los diferentes componentes, solubilidad del gas en la gota y sobrecalentamiento en las cercanías del punto crítico del combustible; los últimos causados por alta presión. Uno de los puntos importantes de estos sub-modelos es el cálculo de la concentración de vapor en la superficie de la gota (interface), por el proceso transitorio de evaporación [21].

Ayoub y Reitz [108] comentan que el modelado de la evaporación a alta presión y cerca del punto crítico implica que: (1) la suposición cuasi-estacionaria del gas ya no se aplica porque los tiempos de difusión de ambas fases son muy cercanos, (2) las propiedades termodinámicas varían en función de la presión, temperatura y concentración y deben ser calculadas con ecuaciones de estado apropiadas, (3) el cálculo del equilibrio termodinámico debe basarse en la igualdad de fugacidades entre la mezcla de vapor y de líquido.

## 2.8. Resumen y discusión

En la primera parte del capítulo, se presentó una revisión general de los modelos utilizados en la simulación del chorro Diesel. Estos pueden clasificarse en dos grandes grupos, los modelos termodinámicos (cero-dimensionales y uni-dimensionales), y los modelos fluido-dinámicos apoyados en el *CFD*. Puede decirse que ambos grupos son válidos para simular los fenómenos del chorro, dependiendo del grado de detalle con el que se requiera estudiar los fenómenos que tienen lugar en la cámara de combustión. Los modelos termodinámicos o llamados fenomenológicos, se utilizan muy eficientemente para el entendimiento en una escala global, para el todo el sistema motor. Los fluido-dinámicos, que pueden simular y/o resolver la turbulencia, proporcionan una idea de las características del flujo y se utilizan muy eficientemente en el diseño de componentes individuales del motor.

En el modelado *CFD* de chorros, existe también una clasificación de modelos de acuerdo a cómo se aborde el tema de la turbulencia y la interacción y resolución de las fases líquida y gaseosa. En el primer grupo, existen los modelos *RANS*, *LES* y *DNS* de acuerdo a si se simulan todos los tamaños de remolinos, se resuelven algunos y se simulan otros y se reseuelven todos, respectivamente. El modelado *RANS* sigue siendo el más utilizado hoy en día en universidades e industrias para simulación de chorros y combustión. El modelado *LES* es cada vez más utilizado en investigación, no está generalizada su utilización como en el caso de los *RANS*. La simulación *LES* depende de un buen conocimiento del modelo y de la capacidad computacional. Finalmente, el modelado *DNS* dista mucho de ser aplicado en la simulación de la cámara de combustión de un motor.

En el segundo grupo, los modelos *Euleriano-lagrangiano* y *Euleriano-Euleriano* (y dentro de estos el *VOF*), son los más utilizados en la simulación de chorros, junto con el modelado *RANS* de la turbulencia. Esta tesis se ha enfocado en el estudio del primero de ellos, se han presentado sus características, hipótesis y ecuaciones generales.

En la segunda parte del capítulo, se presentaron los fenómenos de gotas atomización y coalescencia (interacción gota/gota), interacción turbulenta y de momento gotas/gas y la evaporación, además de los sub-modelos más conocidos para describirlos mediante el modelado *Euleriano-Lagrangiano CFD* de chorros estándar.

Las principales variables que gobiernan dichos fenómenos son las siguientes:

- La velocidad de inyección del líquido (con efecto directo en la atomización primaria)
- La velocidad relativa de las fases (con efecto directo en la atomización secundaria, fenómenos de interacción gota/gas y evaporación)
- Las propiedades del líquido inyectado y del gas (con efecto directo en todos los fenómenos)
- La velocidad relativa entre las “parcelas” (con efecto directo en la coalescencia)
- Características geométricas del problema (con el  $D_o$  del orificio que afecta directamente a la atomización primaria,  $D_p$  de las “parcelas” a la atomización secundaria, intercambio de cantidad de movimiento y evaporación y relación de diámetros de las “parcelas” ( $D_{p,1}/D_{p,2}$ ) a la coalescencia)
- Energía de impacto (aplicado sólo a la coalescencia)

Desde el punto de vista de la física del chorro los parámetros característicos de los fenómenos de ruptura de gotas y coalescencia son la longitud intacta y el diámetro medio de la distribución de gotas ( $SMD$ ). En el modelado, los sub-modelos de atomización suponen un mecanismo causante de la ruptura de la vena líquida y de las gotas, pudiendo éste deberse a los fenómenos que se desarrollan en la tobera, la interacción aerodinámica de las fases líquida y gaseosa o, una combinación de ambos, con el fin último de determinar dichos parámetros descriptores.

Los parámetros característicos se ven afectados si el flujo experimenta cambios de regímenes. Los sub-modelos, antes de la determinación de los parámetros, se sitúan en el régimen adecuado mediante números adimensionales clave como: los números de *Weber* de las fases, número de *Ohnesorge*, número de *Weber* de coalescencia y parámetro  $B$  de impacto de las parcelas<sup>18</sup>.

Existen muchos sub-modelos de atomización primaria y secundaria. Los sub-modelos de atomización primaria se puede decir que determinan en general los siguientes parámetros:

---

<sup>18</sup>En el caso de la evaporación de gotas, también están presentes por ejemplo los números adimensionales de *Sherwood* y *Nusselt*, que en éste caso no definen un régimen en particular, pero definen las tasas de transferencia de masa y de calor.



- Diámetro de la “parcel” madre:

$$D_p = L \quad (2.96)$$

donde  $L$  es la escala de longitud característica, que puede ser: el diámetro de la tobera (sub-modelo  $KH$ ) o una escala turbulenta del flujo ( $L_A$  en el caso del sub-modelo  $HG$ )

- Diámetro de la “parcel” hija:

$$D_{p,hija} = C \cdot D_p \quad (2.97)$$

Donde  $C$  es una constante

- Tasa de ruptura de las “parcels”:

$$\frac{dD_p}{dt} = -C \cdot \frac{L}{\tau_{bu}} \quad (2.98)$$

donde  $C$  es una constante,  $\tau_{bu}$  es el tiempo de ruptura y la escala puede ser entre otras: diferencia de diámetros de las “parcels” madre e hija ( $D_p - D_{p,hija}$ , como en el sub-modelo  $KH$ ) o una escala turbulenta del flujo ( $L_A$  en el caso del sub-modelo  $HG$ )

- Longitud intacta o de ruptura:

$$L_{bu} = C \cdot L \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} \quad (2.99)$$

donde  $C$  es una constante y la escala característica puede ser alguna de las descritas para la ecuación 2.96

- Tiempo de duración de la ruptura:

$$\tau_{bu} = C \cdot \frac{L_{bu}}{U} \quad (2.100)$$

donde  $C$  es una constante,  $U$  es una velocidad que puede ser: la efectiva de inyección del chorro o la velocidad de crecimiento de la onda superficial ( $\Omega\Lambda$  en el sub-modelo  $KH$ )

- Semi-ángulo de chorro:

$$\tan\left(\frac{\beta}{2}\right) = \frac{U_{vertical}}{U} \quad (2.101)$$

donde  $U_{vertical}$  puede ser la velocidad de onda ( $\Omega\Lambda$  en el sub-modelo *KH*), la velocidad de atomización ( $L_A/\tau_A$  en el sub-modelo *HG*), la velocidad vertical de las gotas hijas (sub-modelo *TAB*). Donde  $U$  puede ser la velocidad relativa entre las fases (sub-modelos *KH* y *TAB*) o la efectiva de inyección (como en el sub-modelo *HG*)

En el caso de la atomización secundaria, los sub-modelos determinan en general los siguientes parámetros:

- Tasa de ruptura de las “parcels” hijas:

$$\frac{dD_p}{dt} = -\frac{D_p - D_S}{\tau_{bu}} \quad (2.102)$$

donde  $D_S$  es el diámetro estable. Esta ecuación implica que cuando la “parcel” hija que se rompe tiene un diámetro menor al estable, se desactiva la atomización secundaria. El diámetro estable puede ser expresado en función de los números de  $We$  y  $Oh$

- Tiempo de duración de la ruptura:

$$\tau_{bu} = C \cdot \frac{L_{bu}}{U} \quad (2.103)$$

donde  $C$  es una constante, y la escala característica puede ser alguna de las descritas para la ecuación 2.96, la longitud superficial de la onda que más crece ( $L_W$ ), y  $U$  una velocidad que usualmente es la velocidad relativa entre las fases

Como se ha podido observar, numerosas constantes están presentes en las ecuaciones de los sub-modelos de ruptura de gotas, que son dependientes de las condiciones de inyección del chorro y ambientales. Muchos investigadores han analizado y comparado los parámetros del chorro obtenidos con estos sub-modelos y propuesto modificaciones a dichas constantes dependiendo de sus datos experimentales [22, 69, 70, 76]. Este hecho hace que los sub-modelos no sean ciento por ciento predictivos para todas las condiciones del chorro.

Con respecto a los fenómenos de interacción gota/gas, los parámetros característicos son la penetración, la dispersión y englobamiento en el chorro. El sub-modelo de interacción turbulenta añade una componente de velocidad fluctuante a la velocidad del gas y determina los tiempos de interacción de las “parcels” con los remolinos.

En el modelado del intercambio de la cantidad de movimiento del chorro, la fuerza de arrastre entre las fases es la dominante, y los sub-modelos se basan en determinar el coeficiente de arrastre que multiplica a dicha fuerza. El sub-modelo para el coeficiente de arrastre por defecto supone una “parcel” esférica y sólida, lo que ha dado a pie al planteamiento de muchos sub-modelos que corrigen dicho coeficiente para aplicaciones de chorro líquido. Por lo general, el coeficiente de arrastre puede expresarse como el coeficiente por defecto multiplicados por aquellos obtenidos asumiendo un efecto de otros fenómenos de gotas:

$$C_D = C_{D,of}(\text{void fraction, deformación, evaporación...}) \quad (2.104)$$

La evaporación es uno de los sub-procesos más complicados de modelar correctamente. Además de que en el ámbito de las simulaciones *Euleriana-Lagrangianas CFD* de chorros, un mecanismo para la evaporación de las gotas debe ser considerado.

En este sentido, el sub-modelo de conductividad ilimitada para las gotas, y con la suposición de que el combustible inyectado es mono-componente, es el más simple y utilizado en las simulaciones de combustión. Sin embargo, no es la metodología más realista sabiendo que el chorro de combustible Diesel es multi-componente y que las condiciones en la cámara de combustión implican altas presiones, no idealidad y transitoriedad. Simulaciones más sofisticadas presentadas por los investigadores intentan considerar todos estos factores.

## 2.A. Anexo: Ecuaciones generales del modelo *Euleriano-Lagrangiano 3D-CFD* de chorros

### 2.A.1. Ecuación general de la fase gaseosa

Las ecuaciones de conservación de masa, momento, energía y concentración de especies para una fase continua son resueltas y modificadas por términos fuentes de interacción para considerar la presencia de las “parcels”. Los términos de interacción ( $S_{\phi,d}$ ) representan las tasas de intercambio volumétrico de masa y momento entre las “parcels” de líquido y el gas circundante. También, el efecto de la relación de volúmenes del líquido y el gas que ocupan una celda ( $\theta$ ) se considera en las ecuaciones de conservación.

La ecuación general de conservación de la fase continua se puede expresar en coordenadas cilíndricas de la siguiente forma [74]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho\theta\phi) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho\theta U(z)\phi) + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\rho\theta V_r(r)\phi) = \frac{\partial}{\partial z}\left(\Gamma\theta\frac{\partial\phi}{\partial z}\right) + \quad (2.105) \\ + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\Gamma\theta\frac{\partial\phi}{\partial r}\right) + \theta S_\phi + S_{\phi,d} \end{aligned}$$

donde  $\phi$  es: 1(continuidad),  $U(z)$  velocidad axial del gas,  $V_r(r)$  velocidad radial del gas,  $\kappa$  energía cinética turbulenta,  $\epsilon$  tasa de disipación de la energía turbulenta,  $h$  entalpía,  $Y_i$  concentración másica de especies,  $\Gamma$  los distintos coeficientes de difusión,  $S_\phi$  términos fuentes (ver tabla 2.1),  $S_{\phi,d}$  términos fuentes de interacción de las fases (ver tabla 2.2) y,  $\bar{\omega}_i$  tasa de cambio de la masa por unidad de volumen de la especie  $i$ . En la tabla 2.2  $N_p$  es el número de “parcels” en el elemento fluido  $\delta V$  y  $N_d$  es el número de gotas que la “parcel”  $p$  representa [74].

### 2.A.2. La ecuación del chorro

En la simulación *Lagrangiana* las propiedades de los “parcels” representativos de la población total de gotas son aproximadas mediante una función de probabilidad de densidad  $f$ . En donde el número probable de gotas por unidad de volumen en un tiempo  $t$ , que están localizadas entre las posiciones  $\mathbf{z}$  y  $\mathbf{z} + d\mathbf{z}$ , con velocidades entre  $\mathbf{u}_p$  y  $\mathbf{u}_p + d\mathbf{u}_p$ , radio entre  $r_p$  y  $r_p + dr_p$  y temperatura entre  $T_p$  y  $T_p + dT_p$  viene dado por [18]:

**Tabla 2.1.** Términos fuentes  $S_\phi$ .

$\phi$	$\Gamma$	$S_\phi$
1	0	
$U(z)$	$\mu$	$-\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial U(z)}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \mu \frac{\partial V_r(r)}{\partial z} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial z} (\mu \nabla \cdot \mathbf{u} + \rho k)$
$V_r(r)$	$\mu$	$-\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial U(z)}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \mu \frac{\partial V_r(r)}{\partial r} \right) - 2\mu \frac{V_r(r)}{r^2} - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial r} (\mu \nabla \cdot \mathbf{u} + \rho k)$
$\kappa$	$\frac{\mu}{\sigma_\kappa}$	$G - \rho\epsilon$
$\epsilon$	$\frac{\mu}{\sigma_\epsilon}$	$\frac{\epsilon}{\kappa} (C_{\epsilon 1} G - C_{\epsilon 2} \rho\epsilon)$
$h$	$\frac{\mu}{\sigma_h}$	$\frac{\partial p}{\partial t}$
$Y_i$	$\frac{\mu}{\sigma_Y}$	$\rho \bar{\omega}_i$

$$\text{con } G = \mu_t \left[ 2 \left\{ \left( \frac{\partial U(z)}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial V_r(r)}{\partial r} \right)^2 + \left( \frac{V_r(r)}{r} \right)^2 \right\} + \left( \frac{\partial U(z)}{\partial r} + \frac{\partial V_r(r)}{\partial z} \right)^2 \right] - \frac{2}{3} (\mu_t \nabla \cdot \mathbf{u} + \rho \kappa) (\nabla \cdot \mathbf{u})$$

$\mu = \mu_{mol} + \mu_t$  es la viscosidad efectiva.

**Tabla 2.2.** Source interaction terms  $S_{\phi,d}$ .

$\phi$	$\int_{\delta\Lambda} S_{\phi,d} d\Lambda$
1	0
$U_p(z)/V_{r,p}(r)$	$\sum_{p=1}^{N_p} N_{d,p} \frac{d}{dt} (m_d U_d(z))_p / \sum_{p=1}^{N_p} N_{d,p} \frac{d}{dt} (m_d V_{r,d}(r))_p$
$k$	$\sum_{p=1}^{N_p} N_{d,p} \frac{d}{dt} (m_d \mathbf{u}_d)_p \cdot \mathbf{u}'$
$\epsilon$	$C_s \epsilon / k \sum_{p=1}^{N_p} N_{d,p} \frac{d}{dt} (m_d \mathbf{u}_d)_p \cdot \mathbf{u}'$

$$\frac{\text{número probable de gotas}}{\text{unidad de volumen}} = f(\mathbf{z}, \mathbf{u}_p, r_p, T_p, t) d\mathbf{u}_p dr_p dT_p \quad (2.106)$$

La evolución en el tiempo de  $f$  es obtenida resolviendo la siguiente ecuación, conocida como la ecuación del chorro:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} + \nabla_z (f \cdot \mathbf{u}_p) + \nabla_u \left( f \cdot \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} \right) + \\ + \frac{\partial}{\partial T_p} \left( f \cdot \frac{dT_p}{dt} \right) + \frac{\partial r_p}{\partial t} \left( f \cdot \frac{dr_p}{dt} \right) = \\ = \dot{f}_{inj} + \dot{f}_{bu} + \dot{f}_{col} + \dot{f}_{turb} \end{aligned}$$

en donde los términos de la derecha representan las variaciones temporales en la función de distribución de líquido por la inyección, la ruptura de gotas, colisión y coalescencia, dispersión turbulenta, respectivamente [110], términos modelados por sub-modelos empíricos.

## Bibliografía

- [1] Lippert A.M. y Chang S. “Mesh Independence and Adaptative Mesh Refinement For Advanced Engine spray Simulations”. *SAE Paper 2005-01-0207*, 2005.
- [2] Heywood J.B. *Internal Combustion Engine Fundamentals*. Editorial MacGrawHill, 1988.
- [3] Pastor J.V. , López J.J, García-Oliver J.M. y Pastor J.M. “A 1D model for the description of mixing-controlled inert Diesel sprays”. *Fuel*, Vol. 87, pp. 2871-2885, 2008.
- [4] Hiroyasu H., Kadota T. y Arai M. “Development and use of spray combustion modelling to predict Diesel engine efficiency and pollutant emission”. *Paper 214-12, Bull. JSME*, Vol. 26, No. 214, pp.569-575, 1983.
- [5] Siebers D.L. “Recent developments on diesel fuel jets under quiescent conditions”. *Flow and Combustion in Reciprocating Engines Experimental Fluid Mechanics*, pp. 257-308, 2009.
- [6] Arcoumanis C. y Kamimoto T (Eds.). *Flow and combustion in reciprocating engines*. (Editorial Springer), 2009.
- [7] Stiesch G. *Modeling Engine Spray and Combustion Processes*. Editorial Springer, 2003.
- [8] Rutland, C. J. “Large-eddy simulations for internal combustion engines - a review”. *International Journal of Engine Research*, Vol. 12, N°. 5, pp. 421451, 2011.
- [9] Papoutsakis A., Theodorakakos A., Giannadakis E., Papoulias D. y Gavaises M. “LES Predictions of the Vortical Flow Structures in Diesel Injector Nozzles”. *SAE Paper 2009-01-0833*, 2009.
- [10] Payri R., Gimeno J., Marti-Aldaravi P. y Bracho G. “Study of the influence of the inlet boundary conditions in a LES simulation of internal flow in a diesel injector”. *Mathematical and Computer Modelling*, Vol. 57, No. 7-8, pp. 1709-1715, 2011.
- [11] Desjardins O. y Pitsch H. “detailed Numerical Investigation of Turbulent atomization of liquid jets”. *Atomization and Sprays*, Vol. 20, No. 4, pp. 311-336, 2010.

- [12] Hirt C.W. y Nichols B.D. "Volume of Fluid (VOF) methods for the dynamic of free boundaries". *Journal of Computational Physics*, Vol. 39, pp. 201-225, 1981.
- [13] Sussman M. y Puckett E.G. "A coupled Level Set and Volume-of-fluid method for computing 3D and Axisymmetric incompressible flow". *Journal of Computational Physics*, Vol. 162, pp. 301-337, 2000.
- [14] Ishii M. *Thermo-Fluid Dynamic Theory*. Editorial Eyrolles, Paris, 1975.
- [15] Villiers E., Gosman A. y Weller H. "Large Eddy Simulation of Primary Diesel Spray Atomization". *SAE Paper 2004-01-0100*, 2004.
- [16] Vallet A., Burluka A.A. y Borghi R. "Development of an Eulerian model for the Atomization of a liquid jet". *Atomization and sprays*, Vol. 11, pp. 619-642, 2001.
- [17] Ning W. *Development of a next-generation spray and atomization model using an Eulerian-Lagrangian methodology*. Tesis doctoral, Universidad de Wisconsin, Madison, 2007.
- [18] Williams F.A. *Combustion Theory, 2nd Edition*, Addison-Wesley Publishing Co., Reading, MA, 1985.
- [19] Dukowicz J.K. "A Particle-Fluid Numerical Model for Liquid Sprays." *Journal of Computational Physics*, Vol. 35, pp. 229-253, 1980.
- [20] Abraham J. "What is the adequate resolution in the numerical computations of transient jets." *SAE Paper 970051*, 1997.
- [21] Tonini S., Gavaises M., Arcoumanis C. y Theodorakakos A. "Prediction of Liquid and Vapor Penetration of High Pressure Diesel Sprays." *SAE Paper SAE Paper 2006-01-0242*, 2006.
- [22] Margot X., Payri R., Gil A., Chávez M. and Pinzello A. "Combined CFD - Phenomenological Approach to the Analysis of Diesel Sprays under Non-Evaporative Conditions". *SAE Paper 2008-01-0962*, 2008.
- [23] Desantes J.M. , Margot X., Pastor J.M., Chávez M. y Pinzello A. "CFD-Phenomenological Diesel spray analysis under evaporative conditions." *Energy Fuels*, Vol. 23, No. 8, pp. 3919-3929, 2009.
- [24] Yang X., Takamoto Y. y Okajima A. "Improvement of three-dimensional diesel spray modeling in near region with coarse mesh". *SAE Paper 2000-01-0274*, 2000.
- [25] Abani N., Kokjohn S., Park S. W., Bergin M., Munnannur A., Ning W., Sun Y. y Reitz R. D. "An Improved Spray Model for Reducing Numerical Parameter Dependencies in Diesel Engine CFD Simulations". *SAE Paper 2008-01-0970*, 2008.
- [26] Abani N., Munnannur A. y Reitz R.D. "Reduction of Numerical Parameter Dependencies in Diesel Spray Models." *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Transactions of the ASME, Vol.130, N°. 3, 2008.
- [27] García-Oliver J.M., Margot X., Chavez M. y Karlsson A. "A combined 1D3D-CFD approach for reducing mesh dependency in Diesel spray calculations". *Mathematical and Computer Modelling*, Vol. 54, N°. 7-8, pp. 1732-1737, 2011.
- [28] 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 doctoral, Universidad Politécnica de Valencia, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos, España, 2003.

- [29] Gimeno J. *Desarrollo y aplicación de la Medida del flujo de cantidad de movimiento de un chorro Diesel*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos, Universidad Politécnica de Valencia, España, 2008.
- [30] De la Morena J. *Estudio de la influencia de las características del flujo interno en toberas sobre el proceso de inyección Diesel en el campo próximo*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos, Universidad Politécnica de Valencia, España, 2011.
- [31] Obermeier F. "Modeling of nozzle-flow". *IDEA Project, Subprogram A1*, 1991.
- [32] Sarre C.V.K., kong S.C. y Reitz R.D. "Modelling the effects of injector nozzle geometry on Diesel Sprays". *SAE Paper 1999-01-0912*, 1999.
- [33] Giannadakis E., Gavaises M., Roth H. y Arcoumanis C. "Cavitation modelling in single-hole Diesel injector Based on Eulerian-Lagrangian approach". *in Proc. THIESEL International Conference on Thermo- and Fluid Dynamic Processes in Diesel Engines*, Valencia, España, 2004.
- [34] Lefebvre A.H. *Atomization and Sprays*. Hemisphere Publishing Corp., ISBN 0-89116-603-3, 1989.
- [35] Rayleigh L. "On the Instability of Jets". *Proc. London Math. Soc.*, Vol. 10, pp. 4-13, 1878.
- [36] Weber C. "Desintegration of Liquid Jets". *Angew. Math. Mech.*, Vol. 11, N<sup>o</sup>. 2, pp. 136-159, 1931.
- [37] Reitz R. y Bracco F. "Mechanism of atomization of a liquid jet". *Physics of Fluids*, Vol. 25, N<sup>o</sup>. 10, 1982.
- [38] Dumouchel C. "On the experimental investigation on primary atomization of liquid streams". *Exp. Fluids*, Vol. 45, pp. 371-422, 2008.
- [39] Arrègle J. *Análisis de la estructura y dinámica interna de chorros Diesel*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos, Universidad Politécnica de Valencia, España, 1998.
- [40] Correas D. *Estudio Teórico-Experimental del Chorro Libre Diesel Isotermo*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos, Universidad Politécnica de Valencia, España, 1998.
- [41] Faeth, G.M. "Spray combustion phenomena". *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 26, pp. 1593-1612, 1996.
- [42] Faeth G.M. "Mixing, transport and combustion in sprays". *Prog. Energy and Combust. Sci.*, Vol. 13, pp. 293-345, 1987.
- [43] Post S.L. y Abraham J. "Modeling the outcome of drop-drop collisions in Diesel sprays". *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 28, pp. 997-1019, 2002.
- [44] Wierzba A. "Deformation and Breakup of Liquid Drops in a Gas Stream a Nearly Critical Weber Numbers". *Experiments in Fluids*, Vol. 9, pp. 59-64, 1993.
- [45] Baumgarten C. *Mixture Formation in Internal Combustion Engines*. Editorial Springer, 2006.
- [46] Qian, J. y Law, C.K. "Regimes of coalescence and separation in droplet collision". *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 331, pp. 59-80, 1997.
- [47] Hiroyasu, H. y Kadota, T. "Fuel Droplet Size Distribution in Diesel Combustion Chamber". *SAE Paper 740715*, 1974.



- [48] She J. "Experimental Study on Improvement of Diesel Combustion and Emissions Using Flash Boiling Injection". *SAE Paper 2010-01-0341*, 1974.
- [49] Soare V. *Phase Doppler Measurements in Dense Diesel Sprays: Optimisation of Measurements and Study of the Orifice Geometry Influence over the Spray at Microscopic Level*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos, Universidad Politécnica de Valencia, España, 2007.
- [50] López J.J. *Estudio Teórico-Experimental del chorro libre Diesel no evaporativo y de su interacción con el movimiento del aire*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos, Universidad Politécnica de Valencia, España, 2003.
- [51] Nukiyama S. y Tanasawa Y. "Experiments on the atomization of liquids in an air stream, Report 3, On the droplet size distribution in an atomized jet". *Trans. Soc. Mech. Eng. Jpn.*, Vol. 5, No. 18, pp. 62-67, 1939.
- [52] Rosin P. y Rammler E. "The laws governing the fineness of powdered coal". *J. Inst. Fuel*, Vol.7, No. 31, pp. 29-36, 1933.
- [53] Huh K.Y. y Gosman A.D. "A phenomenological model of Diesel spray atomization". *Proc. Int. Conf. On Multiphase Flow*, Japan, pp. 24-27, 1991.
- [54] Nishimura A. y Assanis D.N. "A model for primary Diesel fuel atomization based on cavitation bubble collapse energy" *ICLASS2000*, Pasadena, CA, 2000.
- [55] Reitz R.D. y Bracco F.V. "On the dependence of the spray angle and other spray parameters on nozzle design and operating conditions". *SAE Paper 790494*, 1979.
- [56] Reitz R.D. "Modeling atomization processes in high-pressure vaporizing sprays". *Atom. Spray Technol.*, Vol. 3, pp.309-37, 1987.
- [57] Reitz R.D. y Diwakar R. "Structure of high pressure fuel sprays". *SAE Paper 870598*, 1987.
- [58] Hsiang, L.P. Y Faeth G.M. "Near-Limit Drop Deformation and Secondary Breakup". *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 18, No. 5, pp. 635-652, 1992.
- [59] Taylor G.I. "The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes". *I. Proc. Roy. Soc. A* , Vol. 201, pp. 192-196, 1950.
- [60] Taylor G.I. "Generation of ripples by wind blowing over a viscous fluid". in *"Scientific Papers of Sir G.I. Taylor" (Ed. G.K. Batchelor), 3, Cambridge University Press Paper written for the Chemical Defence Research Department, Ministry of Supply*, 1963.
- [61] O'Rourke P.J. y Amsden A.A. "The Tab Method for Numerical Calculation of Spray Droplet Breakup". *SAE Paper 872089*, 1987.
- [62] Valentino M., Jiang X. y Zhao H. "A comparative RANS/LES study of transient gas jets and sprays under Diesel conditions". *Atomization and Sprays*, Vol. 17, pp. 451-472, 2007.
- [63] *Computational Dynamics Ltd., STAR-CD Versión 4.08*. Methodology manual, 2005.
- [64] Kong S.C., Senecal P.K. y Reitz R.D. "Developments in spray modeling in Diesel and Direct-Injection Gasoline engines". *Oil and Gas Science and Technology*, vol. 54, No.2, pp. 197-204, 1999.
- [65] Liu A.B., Mather D. y Reitz R.D. "Modeling the effects of drop drag and breakup on fuel sprays". *SAE Paper 930072*, 1993.
- [66] Xin J., Ricart L. y Reitz R.D. "Computer Modeling of Diesel Spray Atomization and Combustion". *Combustion Science and Technology*, Vol. 137, pp. 171-194, 1998.

- [67] Reitz R.D. y Bracco F.V. "Mechanisms of Breakup of Round Liquid Jets". *The Encyclopedia of Fluid Mechanics*, N. Chermisnoff, Ed. Gulf Publishing, NJ, Vol.3, Chapter 10, pp. 233-249, 1986.
- [68] Su T.F., Patterson M.A., Reitz R.D. y Farrell P.V. "Experimental and numerical studies of high pressure multiple injection sprays". *SAE Paper 960861*, 1996.
- [69] Beatrice B., Belardi P., Bertoli C., Cameretti M.C. y Cirilo N.C. "Fuel jet models for multidimensional Diesel Combustion calculation: An update". *SAE Papers 950086*, 1995.
- [70] Grover R.O., Assanis J.R. y Assanis D.N. "A comparison of classical atomization models against current experimental measurements within a zero-dimensional framework" *ILASS Americas, 17th annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*, Arlington, VA, 2004.
- [71] O'Rourke P.J. y Bracco F.V. "Modeling of drop interactions in thick sprays and a comparison with experiments". *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, Vol. 9, pp. 101-106, 1980.
- [72] Gavaises M., Theodorakakos A., Bergeles G. y Breen G. "Evaluation of the effect of droplet collisions on spray Mixing". *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, Vol. 210, pp. 465-475, 1996.
- [73] Brazier-Smith P.R., Jennings S.G. y Latham J. "The Interaction of Falling Water Drops; Coalescence". *Proc. R. Soc. Lond. A.*, vol. 326, pp. 393-408, 1972.
- [74] Karlsson J.A. *Modeling auto-Ignition, Flame Propagation and Combustion in Non-Stationary Turbulent Sprays*. Tesis Doctoral, Chalmers University of Technology, Göteborg, Suecia, 1995.
- [75] Hou S. Schmidt y D.P. "Adaptive collision meshing and satellite droplet formation in spray simulations". *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 32, pp. 935-956, 2006.
- [76] Gosman A.D. y Clerides D. "Diesel Spray Modelling: A Review". *Proceedings of ILASS-Europe, Florence, Italy*, 1997
- [77] Munnannur A. y Reitz R.D. "Droplet Collision Modeling in Multi-Dimensional Spray Computations". *International Multidimensional Engine Modeling User's Group Meeting at the SAE Congress*, Detroit, MI, 2007.
- [78] Arcoumanis C., Gavaises M. y French B. "Effect of Fuel Injection Processes on the Structure of Diesel Sprays". *SAE Technical Paper 970799*, 1997.
- [79] Cossali G.E. "An integral model for gas entrainment into full sprays". *SAE J. Of Fluid Mechanics*, Vol. 439, pp. 353-366, 2001.
- [80] Streeter V.L.W. *Fluid Mechanics*. Editorial MacGrawHill, 1998.
- [81] Rusche H. y Issa R.I. "The Effect of Voidage on the Drag Force on Particles, Droplets and Bubbles in Dispersed Two-Phase Flow". *In Japanese European Two-Phase Flow Meeting*, Tshkuba, Japan, 2000.
- [82] Ingebo R.D. "Drag Coefficients for Droplets and Solid Spheres in Clouds Accelerating in Airstreams". *National Advisory Committee for Aeronautics*, Technical Note 3762, 1956.
- [83] Eisenklam P., Arunachalam S. A. Y Weston, J. A. "Evaporation rates and drag resistances of burning drops". *11th Int. Symp. on Combustion, The Combustion Institute, Pa.*, Vol. 715, 1967.

- [84] Sirignano W.A. *Fluid Dynamics and Transport of Droplets and Sprays*. Cambridge University Press, 1999.
- [85] Amsden A., O'Rourke P. J. y Butler T. D. KIVA-II: A. *Computer Program for Chemically Reactive Flows with Sprays* Technical report No. LA-11560-MS, Los Alamos National Laboratory, Mayo, 1989.
- [86] Yuen M.C. y Chen L.W. "On drag of evaporating liquid droplets". *Combust. Sci. and Tech.*, Vol. 14, pp. 147-154, 1976.
- [87] Feng Z.G. y Michaelides E.E. "Drag coefficients of viscous spheres at intermediate and high Reynolds numbers". *Journal of Fluids Engineering-Transactions of the ASME*, Vol. 4-123, pp. 841-849, 2001.
- [88] Clift R., Grace J.R. y Weber M.E. "Bubbles, Drops and Particles". *Academic Press*, 1978.
- [89] Chryssakis A. y Assanis D. N. "A Secondary Atomization Model for Liquid Droplet Deformation and Breakup under High Weber Number Conditions". *ILASS Americas, 18th Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*, Irvine, CA, 2005.
- [90] Abramzon B. y Sirignano W.A. "Droplet vaporization model for spray combustion calculations". *Internat. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 32, pp. 1605-1618, 1989.
- [91] Pope S.B. *Turbulent Flows*. Editorial Cambridge, 2000.
- [92] Turns S.R. *An introduction to Combustion*. Editorial MacGraw-Hill, 2000.
- [93] Abramovich G.N. "The Theory of Turbulent Jets". In: *Schindler, L. (Ed.), The MIT Press classics*, Boston, 1963.
- [94] Gore R.A. y Crowe C.T. "Effect of Particle Size on Modulating Turbulent Intensity". *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 15, N<sup>o</sup>. 2, pp. 279-285, 1989.
- [95] Bharadwaj N. y Rutland C.J. "A Large-Eddy Simulation Study of Sub-grid Two-phase Interaction in Particle-Laden Flows and Diesel Engine Sprays". *Atomization and Sprays*, Vol. 20, N<sup>o</sup>. 8, pp. 673-695, 2010.
- [96] Wu J.S., Liu Y.J. y Sheen H.J. "Effects of ambient turbulence and fuel properties on the evaporation rate of single droplets". *Int J Heat Mass Transfer*, Vol. 44, pp. 4593-4603, 2001.
- [97] Birouk M. y Gökalp I. "A new correlation for turbulent mass transfer from liquid droplets". *Int J Heat Mass Transfer*, Vol. 45, pp. 37-45, 2002.
- [98] Gosman A.D. y Ioannides E. "Aspects of computer simulation of liquid-fueled combustors". *AIAA 19th Aerospace Sciences Meetings*, Paper 81-0323, 1983.
- [99] Siebers D. "Scaling Liquid-Phase Fuel Penetration in Diesel Sprays Bases On Mixing-Limited Vaporization". *SAE Paper 980809*, 1998.
- [100] García-Oliver J.M. *Aportaciones al Estudio del Proceso de Combustión Turbulenta de Chorros en Motores Diesel de Inyección Directa*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos, Universidad Politécnica de Valencia, España, 2003.
- [101] Arcoumanis C., Whitelaw J.H. y Stiener J.C. "Gaseous simulation of Diesel-type sprays in a motored engine". *SAE paper 890793*, 1989.
- [102] Hiroyasu H. "Experimental and Theoretical studies on the structure of fuel sprays in Diesel engines". *Proceedings of ICLASS-91*, paper B, 1991.
- [103] Simonin O. "Prediction of the dispersed phase turbulence in particle-laden jets". *Fourth International Symposium on Gas-Solid Flows*, ASME FED, Vol. 121, pp. 197-206, 1991.

- [104] El Wakil M.M. , Ueyhara O.A. y Myers P.S. “A theoretical investigation of the heating-up period of injected fuel droplets vaporizing in air”. *NACA Technical Note 3179*, 1954.
- [105] Ranz W.E. y Marshall W.R. “Evaporation from drops-Parts I and II”. *Chem. Eng. Prog.*, Vol. 48, No.3, p. 141, 1952.
- [106] Ra Y, y Reitz R.D. “A vaporization model for discrete multi-component fuel sprays”. *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 35, pp. 101-117, 2009.
- [107] Law C.K. y Sirignano W.A. “Unsteady droplet combustion with droplet heating-II: conduction limit”. *Comb. Flame*, Vol. 28, pp. 175-186, 1977.
- [108] Ayoub N.S. y Reitz R.D. “Multidimensional computation of multicomponent spray vaporization and combustion”. *SAE Paper 950285*, 1995.
- [109] Abramzon B. y Sirignano W.A. “Approximate theory of a single droplet vaporization in a convective field”. *ASME/JSME Thermal Engineering Conference*, Vol.1, pp. 11-18, 1987.
- [110] Tonini S., Gavaises M. y Theodorakakos A. “Modelling of high-pressure dense Diesel sprays with adaptative local grid refinement”. *J. of Heat and Fluid Flow*, Vol. 29, pp. 427-448, 2008.

# Capítulo 3

## Análisis del modelo Euleriano-Lagrangiano *3D-CFD*

### Contenido

---

<b>3.1. Introducción</b> .....	<b>72</b>
<b>3.2. Planteamiento</b> .....	<b>72</b>
3.2.1. Estudios de sensibilidad .....	72
3.2.2. Medidas experimentales .....	73
3.2.3. Metodología de análisis .....	74
3.2.4. Malla y configuraciones numéricas para las simula- ciones de chorro líquido .....	77
<b>3.3. Influencia de errores de discretización de tipo     numérico</b> .....	<b>80</b>
3.3.1. Paso de tiempo y número de “parcels” inyectadas .	81
3.3.2. Tamaño de malla .....	84
<b>3.4. Estudio del modelado de la turbulencia</b> .....	<b>89</b>
3.4.1. Chorro gaseoso .....	89
3.4.2. Chorro líquido .....	93
<b>3.5. Estudio de sub-modelos de inyección, atomización     y coalescencia de gotas</b> .....	<b>103</b>
<b>3.6. Síntesis y conclusiones</b> .....	<b>108</b>
<b>Bibliografía</b> .....	<b>110</b>

---

### 3.1. Introducción

En éste capítulo se van a presentar resultados y análisis de las simulaciones de chorro Diesel utilizando el modelo *Euleriano-Lagrangiano* (*E-L*) implementado en el código comercial *Star-CD* [1].

El objetivo es presentar un análisis crítico de la configuración de partida del cálculo, optimizándola en cuanto a configuración numérica y modelos, muchos de los cuales suelen ser estándar en este tipo de programas. Este análisis se va a basar en el efecto que las diferentes configuraciones tienen sobre la dinámica interna del chorro.

Las simulaciones se han clasificado partiendo del planteamiento de tres estudios, en los que se analizan los efectos en la estructura del chorro de los errores numéricos y/o estadísticos, de los modelos de turbulencia y de los sub-modelos de chorro.

Con éste análisis de sensibilidad se pretende validar una configuración *3D-CFD* de referencia o estándar que servirá de base para el resto del trabajo, tanto para implementar un modelo acoplado *1D3D* (Capítulo 4), como para comparar con diferentes resultados experimentales a lo largo de todo el documento.

### 3.2. Planteamiento

En este apartado se resumen los estudios de sensibilidad del modelado del chorro, que se llevarán a cabo utilizando condiciones típicas de inyección Diesel en cuanto a diámetro de orificio y densidad en cámara. Sin embargo, se estudiará un chorro no evaporativo e inerte, inhibiéndose los efectos del cambio de fase de las gotas y de la combustión, para centrarse únicamente en la dinámica del chorro. El inyector considerado es mono-orificio, el aire en la cámara no presenta movimiento y, por tanto, el chorro es axisimétrico.

Además se presentarán la metodología de análisis del chorro simulado, mallados y configuraciones numéricas de base.

#### 3.2.1. Estudios de sensibilidad

- **Errores estadísticos y numéricos:** Se realizarán tres estudios en simulaciones de chorro Diesel, el primero se relaciona con la influencia del paso de tiempo para en el cálculo, el segundo con la influencia del

número de gotas madre o “parcels” inyectadas por segundo (parámetro estadístico), y por último, pero no menos importante, el estudio de la influencia del tamaño de malla

- **Modelado de la turbulencia:** Este estudio se ha dividido en dos fases, en la primera, debido a la similitud entre el chorro líquido atomizado en condiciones no evaporativas y el chorro gaseoso turbulento, se presentarán simulaciones de chorro equivalente gaseoso isoterma, isodenso y axisimétrico en donde se variará el modelo de turbulencia del gas con la finalidad de que a través de criterios ya bien definidos para este tipo de chorros, se pueda seleccionar el modelo más adecuado para la simulación del chorro líquido. En la segunda fase, se presentarán resultados complementarios de chorro Diesel para las mismas variaciones de modelos de turbulencia de la fase gaseosa y, se estudiará el efecto del sub-modelo de dispersión turbulenta en el comportamiento de las gotas
- **Sub-modelos de inyección y/o atomización primaria, secundaria y coalescencia de gotas:** Se presentarán los resultados de las simulaciones de chorro Diesel en donde se estudiarán los sub-modelos de inyección y atomización de los grupos de gotas. La idea principal de este estudio es la de comparar los sub-modelos de inyección de gotas mono-disperso y multi-disperso, así como la influencia del sub-modelo correspondiente a la atomización secundaria y coalescencia de las gotas.

Hay que resaltar que el estudio no se trata de una optimización de constantes de los modelos, sino que se va a intentar entender el sentido físico de la aplicación de los diferentes modelos sobre determinados parámetros del chorro. Para ello se analizarán diversos parámetros descriptivos del chorro que se definirán en el apartado 3.2.3

### 3.2.2. Medidas experimentales

Las condiciones de chorro que se utilizarán corresponden a los datos experimentales obtenidos por Siebers [6] y que se encuentran también en la base de datos de Sandia *Engine Combustion Network ECN* [7]. Estos datos se caracterizan por recoger una gran variedad de condiciones de inyección y ambientales de la cámara de combustión, ser reconocidos por los investigadores a nivel mundial y ser ampliamente utilizados para validar modelos de chorros.

En este trabajo de 1996, las medidas fueron obtenidas en una cámara de combustión a volumen constante, utilizando un sistema de inyección *Common Rail* a alta presión con un inyector de un sólo orificio. Los chorros

**Tabla 3.1.** Datos experimentales de Siebers de chorros Diesel en condiciones de inyección a tasa constante y ambientales no evaporativas. Características geométricas de la tobera y coeficientes de inyección [6].

Diámetro del orificio (mm)	Coefficiente de descarga $C_d$	Coefficiente de área $C_a$	Relación $(L_o/D_o)$	$P_i$ (MPa)	$m_f$ (g/s)
0.257	0.62	0.81	3.9	137	14.2

de combustible Diesel fueron inyectados con una tasa larga y constante, en condiciones inertes no evaporativas y evaporativas, y utilizando diferentes diámetros de orificio.

En las simulaciones se utilizarán las propiedades termodinámicas del llamado Diesel estándar o *DF2* provenientes de la librería del código *KIVA-III* [8]. Las propiedades del *DF2* son tomadas del Hexadecano, Dodecano y de un combustible Diesel. La entalpía es igual a la del Dodecano, la temperatura crítica, el calor latente, la viscosidad y tensión superficial del líquido son iguales a las del Hexadecano y la presión de vapor es la del Diesel.

En los estudios presentados en este capítulo, se han considerado únicamente los datos correspondientes a la tobera cuyo diámetro nominal del orificio es  $257 \mu m$ . En la tabla 3.1 se muestran las condiciones de inyección (geometría de la tobera, coeficientes de flujo a la salida del orificio, presión de inyección y gasto másico promedio) para un chorro Diesel en condiciones no evaporativas inyectado en aire con densidad de  $14.8 kg/m^3$  y temperatura de  $452 K$ . Cabe destacar que dichos coeficientes experimentales, característicos del flujo interno en la tobera, serán utilizados en las simulaciones como condiciones de contorno del chorro inyectado. Esta matriz de puntos experimentales utilizada para el cálculo será ampliada en los capítulos 4 y 5 de ésta tesis.

### 3.2.3. Metodología de análisis

En el Capítulo 2 se hizo mención de los parámetros estructurales del chorro más estudiados de forma experimental y teórica. Para el análisis de los resultados de las simulaciones *CFD* de chorro en condiciones no evaporativas, además de algunos de los parámetros antes mencionados, se han añadido otros también interesantes y obtenidos gracias a la numérica.



A continuación se listan éstos parámetros, sus definiciones matemáticas y una descripción enfocada a su determinación de forma numérica a partir de las simulaciones<sup>1</sup>.

- **Penetración.** Desde el punto de vista numérico, en el caso del chorro líquido no evaporativo, la penetración se ha definido para cada paso de tiempo como la distancia axial ( $z$ ) desde el punto de inyección de las gotas de combustible a una ubicación que incluya el 95 % de la masa total de las gotas en el chorro
- **Parámetros en el eje del chorro.** Para el estudio que se plantea en este capítulo sólo se consideran las velocidades en el eje de las fases gaseosa y líquida, determinadas para cada instante de tiempo. La velocidad del gas en el eje del chorro corresponde a la velocidad en dirección axial que se obtiene de los vertices de las celdas de la malla que van alineadas al eje de inyección. Por otra parte, la velocidad de la fase líquida corresponde a las velocidades axiales de todas las gotas contenidas en un radio alrededor del eje del chorro cuyo valor es igual a  $0.25 \text{ mm}$
- **Parámetros en secciones perpendiculares al eje del chorro.** Los parámetros considerados son el flujo másico, el flujo de cantidad de movimiento ( $CDM$ ), la velocidad media y los perfiles de velocidad radial. Las expresiones para un flujo monofásico, unidimensional y en coordenadas cilíndricas (como el que se observa en la figura 3.1) planteadas en la tesis de García [2] son las siguientes:

*Flujo másico*

$$\dot{m}(z) = \int_{z,r=0}^{z,r \rightarrow \infty} \rho U(z,r) 2\pi r dr \quad (3.1)$$

*Flujo de cantidad de movimiento (CDM)*

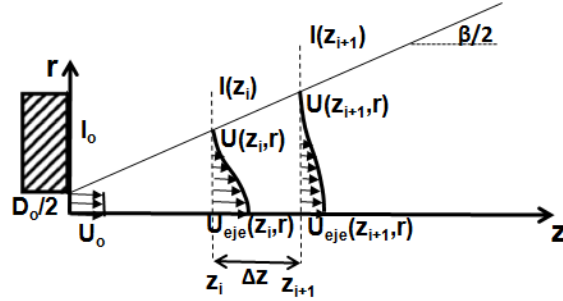
$$\dot{M}(z) = \int_{z,r=0}^{z,r \rightarrow \infty} \rho U^2(z,r) 2\pi r dr \quad (3.2)$$

*Velocidad media*

$$U_m(z) = \frac{\dot{M}(z)}{\dot{m}(z)} \quad (3.3)$$

---

<sup>1</sup>Dependiendo del estudio de sensibilidad se presentarán los resultados utilizando algunos de los parámetros y no todos, debido a que éstos pueden ser más descriptores de un determinado fenómeno que otros.



**Figura 3.1.** Esquema de un chorro gaseoso turbulento. Adaptado del trabajo de Pastor et al. [5].

en donde  $U(z, r)$  es la velocidad axial,  $\rho_l$  es la densidad del combustible inyectado y  $r$  el radio del chorro.

En el caso de un chorro líquido 3D calculado en CFD, éstas expresiones pueden ser definidas para el flujo global/total (fase líquida + gaseosa) o individualmente tanto para la fase líquida como para la fase gaseosa en cada sección, por disponerse como resultados del cálculo los campos de variables escalares y vectoriales en cada posición e instante de tiempo.

En una malla 3D, el flujo másico total axial en una sección  $\Delta z$  (equivalente al ancho axial de la celda en una distancia  $z$  cualquiera), se puede expresar de forma numérica como la sumatoria del flujo total en cada una de las celdas incluidas en dicha sección, desde el eje del chorro hasta el borde del mismo, dividido por el espesor de la celda, y viene dado por:

$$\dot{m}(z) = \frac{\sum_{j=1}^{n_{celdas}} \left( \sum_{i=1}^{N_p} m_d U_{z,d} + m_g U_{z,g} \right)_j}{\Delta z} \quad (3.4)$$

donde  $N_p$  es el número de gotas madre o “parcels” contenidos en cada celda, y  $m_d$  su masa,  $m_g$  la masa del gas y  $U_{z,d}$  y  $U_{z,g}$  las velocidades axiales de la gota y el gas, respectivamente. Al tratarse de un chorro no evaporativo, la sumatoria de la masa de todas las gotas contenidas en una celda es la masa total de líquido combustible que hay en ella

- **Englobamiento.** Representa el aumento de la masa de aire en el interior del chorro a medida que penetra. Este fenómeno se define según Ricou

y Spalding [3] y reescrita de la siguiente manera por Post et al. [4] para chorros gaseosos libres en condiciones estacionarias:

$$K = \frac{D_{eq}}{\dot{m}_o} \frac{d\dot{m}(z)}{dz} \quad (3.5)$$

en donde  $\dot{m}_o$  corresponde al flujo másico de combustible introducido por el orificio y el diámetro equivalente<sup>2</sup>  $D_{eq}$  es determinado por la siguiente ecuación:

$$D_{eq} = D_o \sqrt{\frac{\rho_f}{\rho_a}} \quad (3.6)$$

- **Diámetro medio de gotas.** El *SMD* es el diámetro medio característico de una distribución de tamaños de gotas más utilizado en la investigación de chorros Diesel. La ecuación para determinarlo ya fue descrita en el Capítulo 2. A continuación ésta se reescribe numéricamente de la siguiente manera:

$$SMD = D_{32} = \frac{\sum N_{d,p} D_p^3}{\sum N_{d,p} D_p^2} \quad (3.7)$$

en donde  $N_{d,p}$  es el número de gotas presentes en una “parcel” y  $D_p$  es el diámetro de la parcel.

La evolución global del *SMD* en el tiempo se puede determinar sumando todas las gotas que existen en un determinado paso de tiempo y en todo el chorro. También se puede determinar la distribución radial de éste diámetro promedio en una sección cualquiera vertical al eje del chorro, es decir, el valor del *SMD* de las gotas promediado en el tiempo en una determinada posición radial y axial

### 3.2.4. Malla y configuraciones numéricas para las simulaciones de chorro líquido

En la figura 3.2 se muestra la configuración de la malla *3D* que será utilizada en las simulaciones de chorro Diesel de los sub-siguientes

<sup>2</sup>Éste como se ha mencionado en la revisión bibliográfica, permite comparar un chorro no isodenso con uno isodenso con la misma tasa de introducción de cantidad de movimiento [2].

**Tabla 3.2.** Definición de condiciones iniciales y de contorno para el chorro Diesel en Star-CD.

Condiciones	Tipo	Descripción y/o variables
Iniciales	-	$T_a, P_a$
De contorno	Entrada	Número total de parcels inyectados por segundo e introducción de los mismos en un vértice (centro del eje coordenado cilíndrico), $\dot{m}_f, C_d, L/D_o, D_{ef}, T_f = 443 K$ .
	Pared	Sin deslizamiento ni impacto de gotas.

apartados y, que se ha denominado  $M1$ . La malla es de dominio cilíndrico, presentando un diámetro de  $100\text{ mm}$  y  $152\text{ mm}$  de longitud en la dirección axial  $z$ .

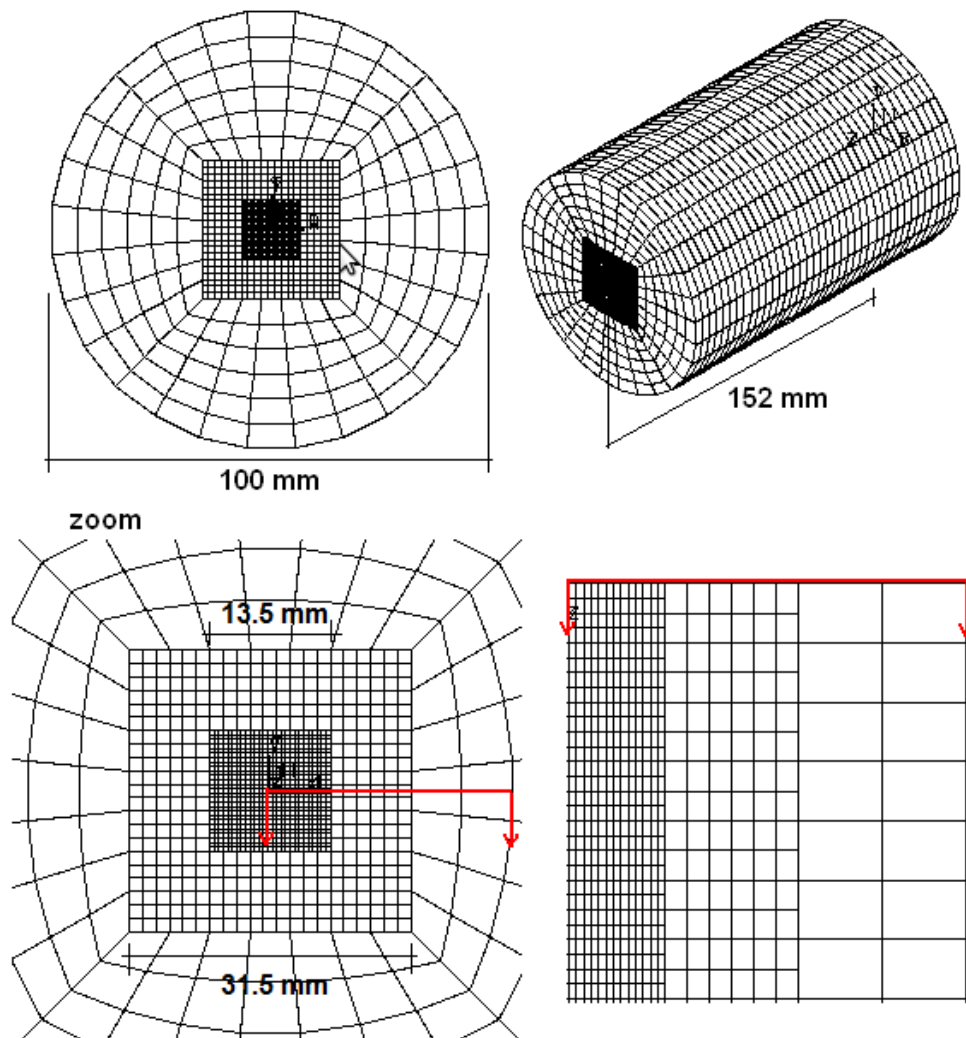
El número total de celdas es de 144500 y los tamaños de celdas en las direcciones radiales son iguales ( $\delta x = \delta y$ ) de aproximadamente  $2D_o$  (con  $D_o = 257\ \mu\text{m}$  para las condiciones de referencia consideradas), y en la dirección axial  $z$  es de  $4D_o$ . El tamaño de celdas en toda la longitud axial de la malla es constante y en la dirección radial varía por zonas, siendo este último constante dentro de cada zona como se muestra en la sección de la figura.

El algoritmo utilizado para resolver las ecuaciones de conservación del flujo es el *transient PISO predictor-corrector* (en inglés), con un procedimiento acoplado, es decir, la fase gaseosa influye de forma significativa en el movimiento de las gotas y vice-versa [1].

En la tabla 3.2 se muestran las condiciones iniciales y de contorno para la simulación de un chorro líquido. La condición de contorno de entrada es diferente a la utilizada en la simulación de un chorro gaseoso (en donde la entrada del flujo es una superficie y las variables que lo definen son la velocidad y densidad de dicho flujo), en este caso, se introducen las gotas en un punto del dominio.

Además de suministrar las condiciones de inyección, termodinámicas del combustible y características geométricas de la tobera, se debe especificar el sub-modelo de atomización primaria que se va a utilizar, que será el encargado de originar un chorro de gotas representado por los parcels computacionales, cada uno conteniendo un número de gotas con las mismas propiedades (velocidad, tamaño, temperatura, densidad, etc.).

En la tabla 3.3 se listan los sub-modelos de chorro utilizados en la configuración del caso de referencia. Como se explicó en la sección dedicada a la descripción del modelo *E-L 3D-CFD* estándar (Capítulo 2), la utilización de



**Figura 3.2.** Configuración y vistas de la malla 3D para la simulación CFD del chorro Diesel de referencia.

estos sub-modelos es importante para describir los fenómenos de interacción entre las fases líquido/gas que tienen lugar en un chorro Diesel.

La selección de los sub-modelos de atomización primaria de Huh-Gosman (*HG*) [15] y secundaria de Hsiang-Faeth (*HF*) [16], se debe a resultados de investigaciones previas [17], en donde se analizaron diferentes sub-modelos

**Tabla 3.3.** Configuración de sub-modelos de chorro para la definición de un caso de referencia de chorro Diesel en condiciones no evaporativas en *Star-CD*.

Sub-modelos	Autores/referencias
Atomización primaria	Huh-Gosman [15]
Atomización secundaria	Hsiang-Faeth [16]
Coalescencia	O'Rourke [18]
Coefficiente de arrastre para gotas esféricas	Wallis [19]
Dispersión turbulenta de las gotas	Gosman-Ionnides [20]

y la capacidad de los mismos de ser ajustados y predecir los parámetros experimentales del chorro.

El sub-modelo de coalescencia de O'Rourke (*OR*) [18] es el clásico o estándar utilizado para simular este fenómeno en *Star-CD* se encuentran otros sub-modelos disponibles que vienen a ser modificaciones del *OR* y cuya discusión está fuera del alcance de esta tesis. El efecto de la utilización de este sub-modelo en el chorro simulado será analizado en el estudio de la atomización.

### 3.3. Influencia de errores de discretización de tipo numérico

Los estudios que se presentan en esta sección tienen por finalidad analizar la influencia de algunos parámetros numéricos en la simulación del chorro líquido. En particular se estudian los efectos de los errores de discretización temporal (que vendría a ser el paso de tiempo de la fase gaseosa), estadístico en lo que respecta a la cantidad de gotas/“parcels” inyectadas y espacial (malla).

La matriz de cálculos del estudio se muestra en las tablas 3.4 y 3.5. En el primer caso, el número de gotas inyectadas se ha fijado en  $Np = 1 \cdot 10^7 s^{-1}$  y se ha variado el paso de tiempo y en el segundo caso, se ha fijado el paso de tiempo en  $\delta t = 0.5 \mu s$  y se ha variado el número de gotas. En todos los casos, la malla usada ha sido la referenciada como *M1* en el apartado anterior 3.2.4.

Cabe destacar que a pesar de que se ha impuesto el paso de tiempo para la fase gaseosa, no se controlan los pasos de tiempo de los diferentes sub-modelos de gotas, ya que estos se determinan internamente en el código. En el caso del paso de tiempo de la gota utilizado en la ecuación de momento, éste es seleccionado como el mínimo valor de los diferentes pasos de tiempo

característicos de los sub-modelos, por lo que generalmente es una fracción del paso de tiempo global. De esta manera las ecuaciones de chorro son entonces resueltas bajo un esquema de subciclos temporales (“temporal subcycling” en inglés).

Los chorros bifásicos se han simulado con el modelo de turbulencia  $\kappa - \epsilon$  modificado resultante del estudio que se presentará en el apartado 3.4 y la configuración de sub-modelos presentada en la tabla 3.3. No se considera la coalescencia, ya que es conocida la alta dependencia de éste sub-modelo a modificaciones en parámetros numéricos. También, las simulaciones fueron realizadas hasta un tiempo total de cálculo de  $t = 2 \text{ ms}$ .

**Tabla 3.4.** Matriz de estudio para análisis del efecto del paso de tiempo en el cálculo del chorro Diesel ( $Np = 1 \cdot 10^7 s^{-1}$ ).

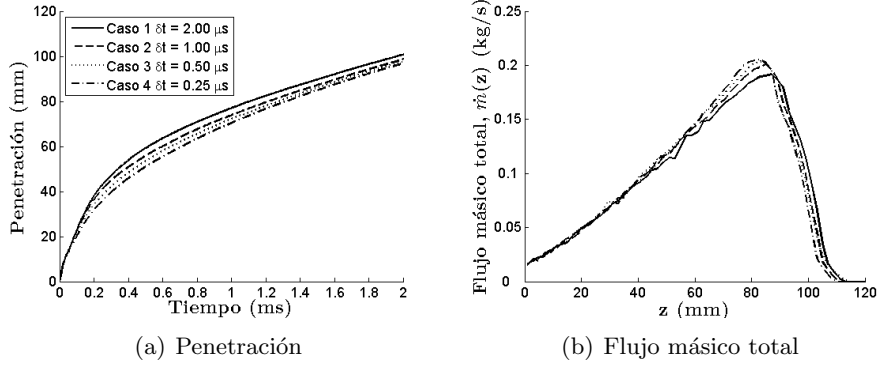
Casos	Paso de tiempo ( $\delta t$ ) en $\mu s$
1	2.00
2	1.00
3	0.50
4	0.25

**Tabla 3.5.** Matriz de estudio para análisis del efecto del número de gotas inyectadas por segundo en el cálculo del chorro Diesel ( $\delta t = 0.5 \mu s$ ).

Casos	Número de gotas ( $Np$ ) por $s$
1	$5.0 \cdot 10^7$
2	$1.0 \cdot 10^7$
3	$0.5 \cdot 10^7$
4	$0.1 \cdot 10^7$

### 3.3.1. Paso de tiempo y número de “parcels” inyectadas

En las figuras 3.3 (a)-(b) se muestran los parámetros característicos del chorro como son la penetración y flujo másico total, obtenidas a partir de las simulaciones de los casos de la tabla 3.4 con variaciones del paso de tiempo. Se puede apreciar dependencia del paso de tiempo sobre todo en la penetración, la cual disminuye a medida de que el paso de tiempo disminuye.



**Figura 3.3.** Parámetros del chorro Diesel calculados con diferentes pasos de tiempo de cálculo.

También en la figura del englobamiento (3.3-(b)), se ve que todo el en chorro es igual excepto el frente, que con pasos de tiempo más pequeños tiene menos “difusión”. En consecuencia, el paso de tiempo utilizado en los cálculos será de  $0.5 \mu s$ .

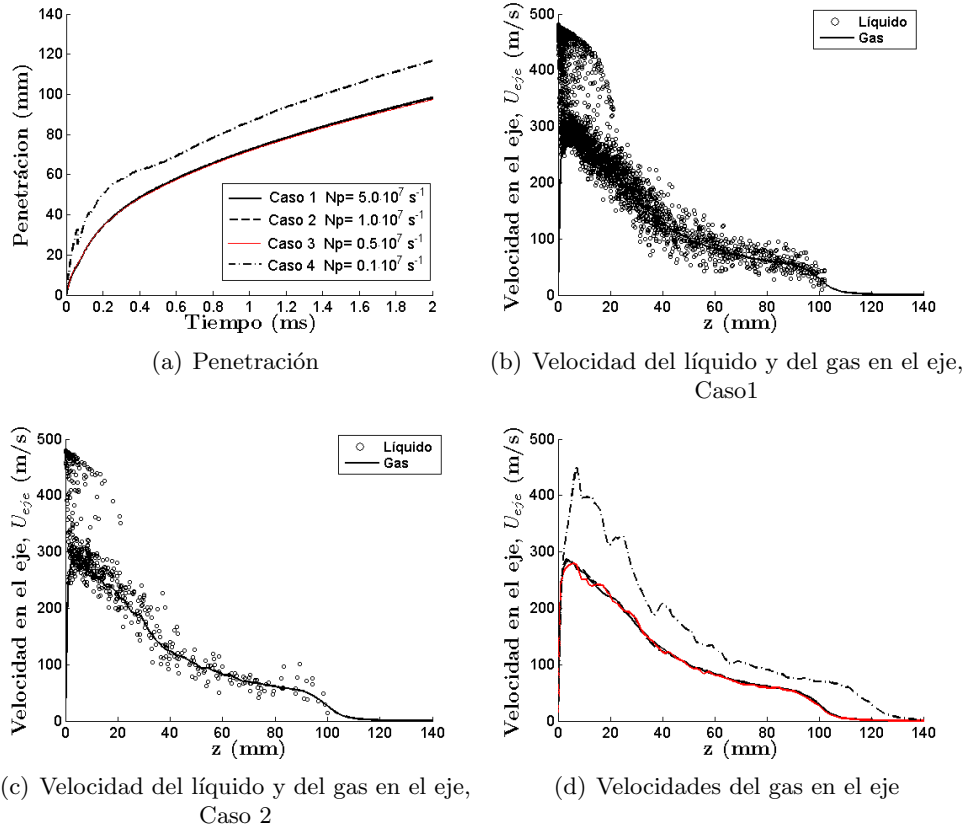
En las figuras 3.4 (a)-(d) se muestran los parámetros estructurales de los chorros simulados para los casos de la tabla 3.5, con variaciones del número de gotas inyectadas. Comparando las penetraciones entre sí, se puede observar que éstas en su mayoría son prácticamente independientes del número de “parcels” inyectadas, excepto para el Caso 4 ( $Np = 0.1 \cdot 10^7 s^{-1}$ ).

En las figuras 3.4 (b) y (c) se han representado las velocidades en el eje de las fases líquida y gaseosa de los Casos 1 y 2, en donde es notable el efecto de la variación del número de gotas inyectadas en el chorro del Caso 1 existe una gran cantidad de gotas alrededor del eje con respecto al Caso 2.

El comportamiento observado en los parámetros para el Caso 4 (3.4 (a) y (d)) indica que chorros con inyecciones de gotas inferiores a  $Np = 0.5 \cdot 10^7 s^{-1}$  presentan problemas numéricos debido a la deficiencia de la población estadística de gotas, que afectan la estimación apropiada de dichos parámetros.

En la figura 3.5 en donde se comparan los 4 casos simulados, en el chorro del Caso 4 es visible el “serpenteo” en las iso-superficies de magnitud de velocidad, lo que es un indicador de falta de simetría del problema, que dado que es una simulación *RANS* no debería ocurrir. Este efecto también se observa ligeramente en el Caso 3, y ya no ocurre en 1 y 2 (como también se evidencia en la 3.4-(d)). Este problema es debido, pues, a una insuficiente discretización de la población de gotas.

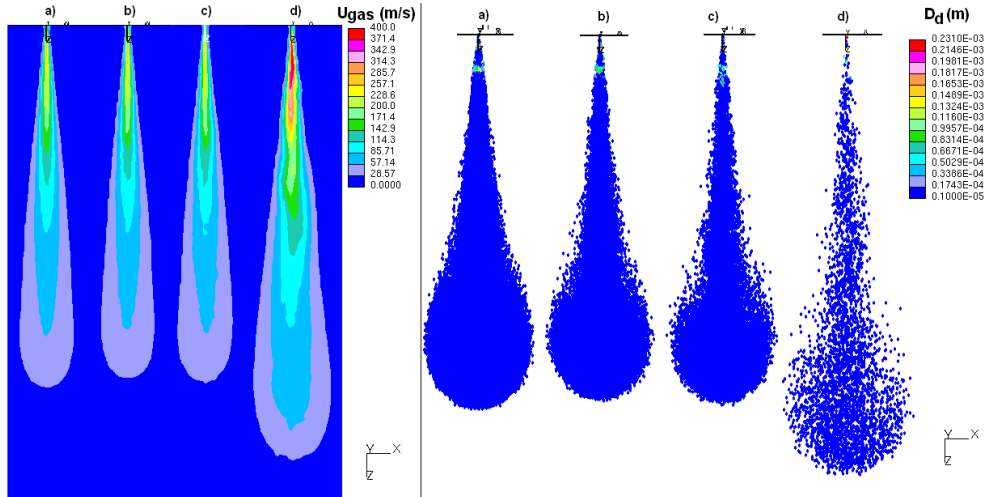




**Figura 3.4.** Parámetros del chorro Diesel calculados con diferentes números de gotas inyectadas por segundo.

De los parámetros numéricos estudiados, paso de tiempo para el cálculo y número de gotas inyectadas por segundo, se puede decir que los parámetros estructurales del chorro simulado son mayormente dependientes del paso de tiempo utilizado e independientes del número de gotas inyectadas, siempre y cuando no tenga este último un valor demasiado pequeño que pueda introducir problemas o inestabilidades numéricas a la solución.

Los valores que serán utilizados en las simulaciones de ésta tesis son  $Np = 1 \cdot 10^7 s^{-1}$  y  $\delta t = 0.5 \mu s$ . El primero parece ser suficiente al observar que el comportamiento de la velocidad del gas en el eje (3.5-(d)) es muy similar a la del Caso 1 con la mayor cantidad de gotas inyectadas y el segundo se aplicará cuando se utilice la malla *M1*.



**Figura 3.5.** Comparación de iso-superficies de magnitud de velocidad del gas (izquierda) y de los diámetros de gotas (derecha) de los chorros Diesel calculados utilizando diferentes valores de números de gotas inyectadas por segundo: (a) Caso 1, (b) Caso 2, (c) Caso 3 y (d) Caso 4 de la tabla 3.5 ( $t=2ms$ ).

### 3.3.2. Tamaño de malla

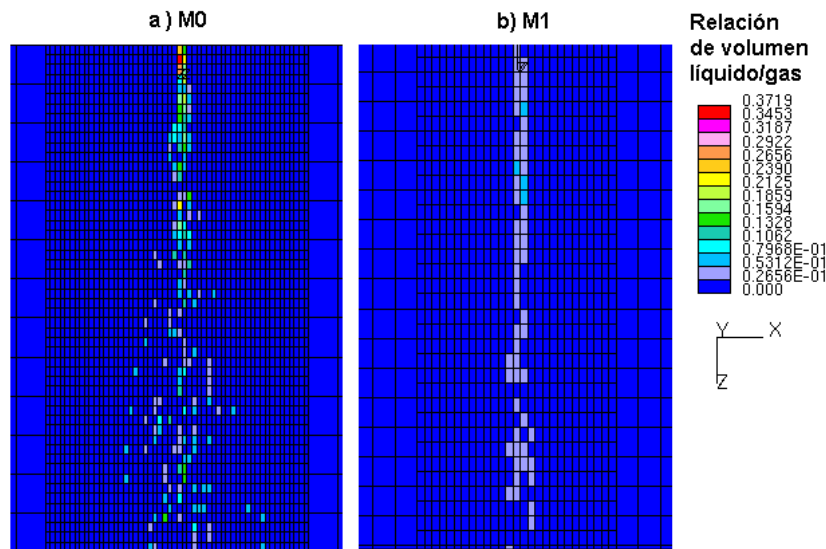
Cinco tamaños de mallas tri-dimensionales serán utilizadas para las simulaciones del estudio de influencia del tamaño de malla. En la tabla 3.6 se indican las especificaciones de tamaño de las mallas, sus respectivas celdas en la zona central y el paso de tiempo de cálculo utilizado con cada una ellas; el cual se ha variado en algunos casos para obtener un número de *Courant* máximo en la fase gaseosa por debajo de 1.0. El número de *Courant* de las gotas es 0.35 en *Star-CD* independientemente del tamaño de malla que se utilice.

Las mallas  $M0$ ,  $M2$ ,  $M3$  y  $M4$  presentan la misma geometría cilíndrica y configuración que  $M1$ , la cual ya fue mostrada en el apartado 3.2.4.

Primeramente se muestra en la figura 3.6 una comparación cualitativa de las relaciones de volumen de las fases líquida y gaseosa de los chorros calculados con las dos mallas de mayor resolución,  $M0$  y  $M1$ , y para la zona cercana al punto de inyección. Como se mencionó anteriormente, la relación de volúmenes debe ser inferior a 0.1 para garantizar el buen funcionamiento numérico del modelado *E-L*.

**Tabla 3.6.** Características de las mallas 3D y tamaños de celdas utilizados para el estudio de la influencia de la malla.

Mallas	Número de celdas	Tamaño de celda cerca del punto de inyección (mm)	Paso de tiempo ( $\delta t$ ) en $\mu s$
$M_0$	920208	0.250x0.25x0.5	0.50
$M_1$	144500	0.50x0.5x1.0	0.50
$M_2$	75480	0.75x0.75x1.5	0.50
$M_3$	29032	1.0x1.0x2.0	1.00
$M_4$	29184	2.0x2.0x2.0	1.00



**Figura 3.6.** Comparación de la relación de volúmenes de las fases líquida y gaseosa de los chorros Diesel calculados con las mallas  $M_0$  y  $M_1$  ( $t=2ms$ ).

Considerando esta premisa, se puede observar que esta relación es muy elevada en  $M_0$  comparada con  $M_1$ , especialmente en la zona cercana al punto de inyección, estando los valores máximos por encima de 0.3. Este fenómeno no se observa en absoluto en el resto de mallas de mucha menor resolución. Ello hace pensar que los resultados de parámetros de chorro con esta malla muy fina no serán del todo fiables, pero de todas formas los parámetros de chorros obtenidos con ella son mostrados en las figuras siguientes.

Los resultados de las simulaciones de chorro con las cinco mallas se muestran de las figuras 3.7 a 3.8. Con respecto a la penetración del chorro

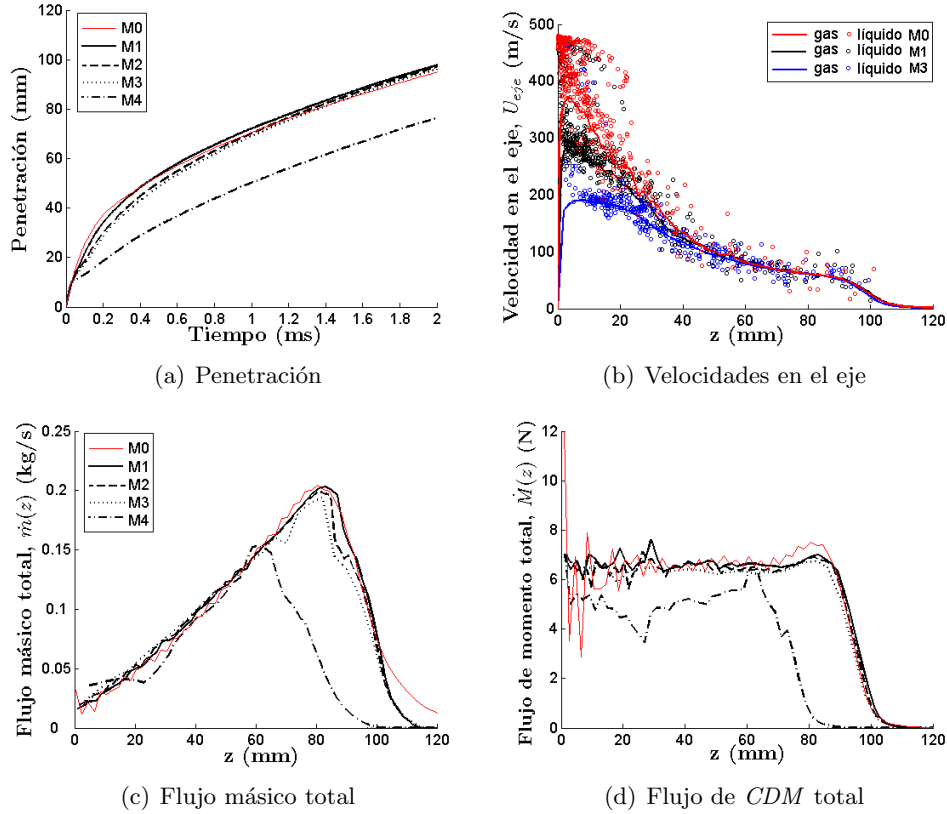
(figura 3.7-(a)), hasta un tiempo aproximado de  $t = 0.4 \text{ ms}$ , se observa claramente que la penetración disminuye a medida de que las celdas en la malla presentan un tamaño más grande. Existe una diferencia muy importante entre la  $M4$  (malla más gruesa) y el resto, que indica que en este cálculo falta resolución espacial, con lo que ya de entrada es un caso a descartar. Posteriormente a éste tiempo, las penetraciones prácticamente se solapan para  $M1$ ,  $M2$  y  $M3$ , excepto las calculadas con las mallas  $M0$  y  $M4$  con celdas demasiado pequeñas y celdas demasiado grandes, respectivamente.

Si bien en la  $M0$  se observa una penetración similar a  $M1$ ,  $M2$  y  $M3$ , la curva corta en tendencia a las otras tres, indicando que la tendencia que había al aumentar la resolución de la malla ya se ha modificado, puesto que hemos entrado en tamaños de celda demasiado reducidos.

En las velocidades en el eje de las fases líquida y gaseosa de las mallas  $M0$ ,  $M1$  y  $M3$  (figura 3.7-(b)), se observa que las velocidades disminuyen también con la falta de resolución de malla. La diferencia entre las velocidades de las gotas y la fase gaseosa es mucho más grande en las zonas cercanas a la inyección con mallas más finas, desde  $M0$  hasta  $M3$ . Este resultado confirma lo comentado anteriormente con respecto a las limitaciones del modelado *CFD* de chorros la variación del tamaño de malla afecta considerablemente al cálculo del intercambio de cantidad de movimiento de las fases. De manera que al disminuir el tamaño de malla cada “parcel” inyectada interacciona con una masa de gas cada vez más reducida, el intercambio de momento correspondiente es menor y por tanto las gotas se frenan más despacio. En cambio, el gas se acelera más rápido.

En las figuras 3.7 (c), (d) y (e) se muestran los parámetros de los chorros en secciones en  $z$ , como son flujos másicos y de cantidad de movimiento totales. En el primer caso, es conveniente recordar que, como no hay combustión, el flujo másico de combustible en cada sección es constante en la parte estabilizada del chorro. En consecuencia, hasta la zona del frente, la comparación entre casos indica cuál de ellos engloba más aire.

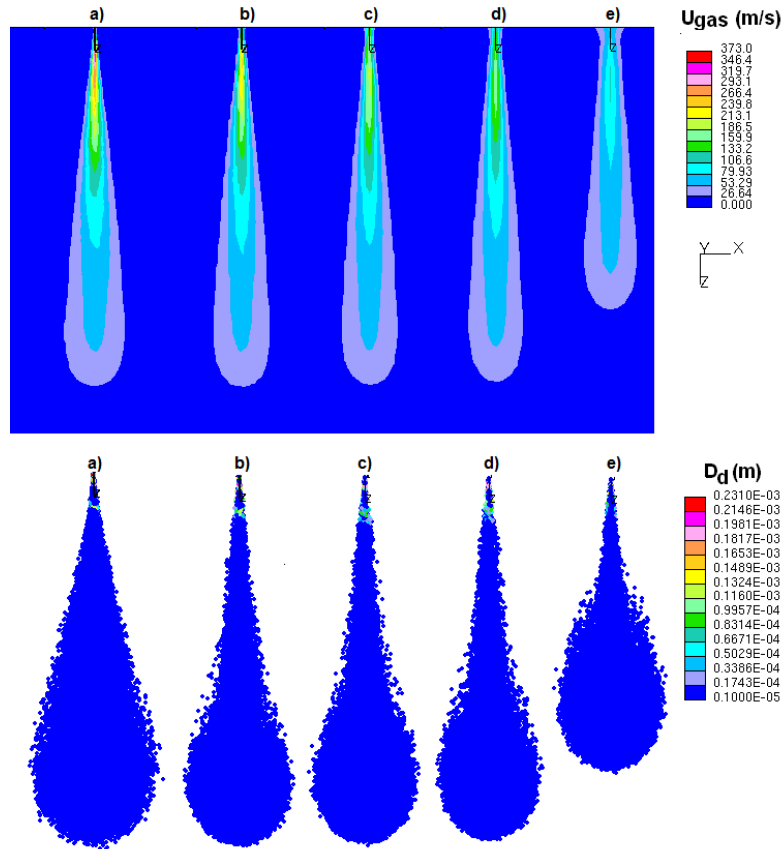
Es curioso notar que en las curvas de flujos másicos se invierten las tendencias. En la zona cercana de la inyección, el chorro calculado con  $M4$  engloba ligeramente más que el calculado con  $M0$  y en las zonas más lejanas y el frente ocurre lo contrario en el chorro englobando más aire con  $M0$ . Sin embargo, de nuevo se observa aquí que los resultados de  $M4$  son claramente diferentes del resto, con lo que se confirma una resolución espacial insuficiente de este caso. Mirando con atención, se aprecia que los casos  $M1, M2, M3$  prácticamente son iguales, mientras que en el caso  $M0$  sí se observa una cierta diferencia en tendencias.



**Figura 3.7.** Parámetros del chorro Diesel calculados con 5 mallas de distinta resolución.

En las curvas de flujo de momento, variable que realmente se conserva en la parte estacionaria del chorro, se observan unas tendencias relativas semejantes a las del flujo másico, esto es, los casos  $M1$ ,  $M2$ ,  $M3$  son prácticamente idénticos, desmarcándose de ellos tanto  $M4$  (de forma notable) como  $M0$ .

En el caso de los cálculos con la malla  $M4$  la difusión del momento es mucho mayor que en las otras. En la malla  $M0$  las oscilaciones en la curva de momento son más apreciables, probablemente consecuencia del carácter estocástico de las simulaciones *Lagrangianas*, y las cuales son más amortiguadas en el caso de las mallas más gruesas por tener más “parcels” por celda. Además, existe un pico importante en la zona cercana al orificio que es físicamente posible. Ello está relacionado con los elevados “void fraction” obtenidos en dicha zona, tal como se ha mostrado anteriormente.



**Figura 3.8.** Comparación de contornos de magnitud de velocidad del gas (izquierda) y de los diámetros de gotas (derecha) de los chorros Diesel calculados utilizando 5 diferentes resoluciones de malla: (a)  $M0$ , (b)  $M1$ , (c)  $M2$ , (d)  $M3$  y (e)  $M4$  ( $t=2ms$ ).

En la figura 3.8 se comparan de forma cualitativa los chorros *CFD* obtenidos con las 5 mallas. En las representaciones de las magnitudes de velocidades del gas, se aprecia como éstas van disminuyendo en la zona cercana y en la zona alrededor del eje al recorrer la figura desde el chorro (a) al (e), las velocidades máximas alcanzadas en cada caso son 373.7 ( $M0$ ), 304.87 ( $M1$ ), 240.3 ( $M2$ ), 190.8 ( $M3$ ) y 119.3  $m/s$  ( $M4$ ).

También se observa en la zona muy cercana a la inyección, el ensanchamiento de los contornos de velocidad que experimenta el chorro calculado con  $M4$  con respecto al calculado con  $M0$ , ya que este primero engloba más aire en esta zona. La malla cuanto más fina discretiza mejor

radialmente el problema. Con la malla más gruesa, si el método añade una celda a la zona definida por el chorro, ello supone una adición de una masa de aire mayor que si la malla es fina, con el resultado de que aumenta el englobamiento y reduce la penetración comparado con una malla más fina. Los investigadores explican que desde el punto de vista numérico, una malla gruesa presenta una difusión de momento más grande, por la incapacidad de la malla de resolver altos gradientes de velocidad en la fase gaseosa [23, 24].

Exceptuando los chorros calculados con  $M0$  y  $M4$ , la anchura de la zona de distribución de las gotas líquidas calculada  $M1$ ,  $M2$  y  $M3$  no presentan grandes diferencias entre sí.

Finalmente, a partir de todos los resultados mostrados, se puede afirmar que los parámetros del chorro son muy influenciados por la resolución de malla que se utilice en las simulaciones. Se ha confirmado que el intercambio de cantidad de movimiento entre las fases es uno de los más dependientes de la resolución de la malla.

En el estudio de malla se han planteado dos extremos de mallado que se pueden utilizar en el modelado *E-L 3D-CFD* de chorros resultando en que:

- Con mallas demasiado gruesas, hay una falta de resolución en el problema
- Con mallas demasiado finas, se violan las hipótesis de “void fraction” y el modelado también falla

En base a lo anterior, la malla  $M1$  se puede considerar óptima, y además con este estudio se abre la puerta a intentar mejorar los resultados para mallas gruesas con el modelo *1D3D*.

### 3.4. Estudio del modelado de la turbulencia

Este estudio se ha dividido en dos etapas. En la primera, se realizan simulaciones de chorro gaseoso para ver solamente el efecto del modelo de turbulencia y en la segunda, con el modelo de turbulencia seleccionado, se realizan simulaciones de chorro líquido para ver el efecto de la dispersión turbulenta.

#### 3.4.1. Chorro gaseoso

Es conocido que el cálculo del chorro gaseoso estacionario puede representar muchas de las características estructurales del chorro Diesel. En

particular, Post et al. [4] en su trabajo confirman esa similitud entre ambos flujos principalmente en la región alejada del orificio de inyección, en donde la constante de la tasa de englobamiento para un chorro Diesel es similar a la de un chorro gaseoso. El valor de dicha constante más aceptado para un chorro gaseoso libre inyectado en condiciones estacionarias ha sido medido experimentalmente por Ricou y Spalding [3] y es de  $K = 0.32$ .

Tomando en cuenta el caso de chorro líquido definido en el apartado 3.2.2 que se usa como referencia en el presente capítulo, se va a definir un caso equivalente al mismo pero para un chorro gaseoso isodenso. El objetivo es seleccionar el modelo de turbulencia idóneo para la fase gaseosa, punto fundamental para posteriormente configurar un caso de chorro Diesel fiable.

Esto significa que se inyecta por el orificio un gas con la densidad del aire, con la misma velocidad que en el caso del chorro líquido pero con un diámetro igual al diámetro equivalente ( $D_{eq} = D_o(\rho_l/\rho_g)^{0.5} = 1.594 \text{ mm}$ ). El uso de chorro gaseoso simplifica el problema y elimina dependencias de los resultados de parámetros de los modelos de chorro, además de ser razonable en condiciones de chorro Diesel, tal como se acaba de indicar. El modelo de turbulencia seleccionado será aquel que reproduzca la constante de englobamiento de Ricou y Spalding.

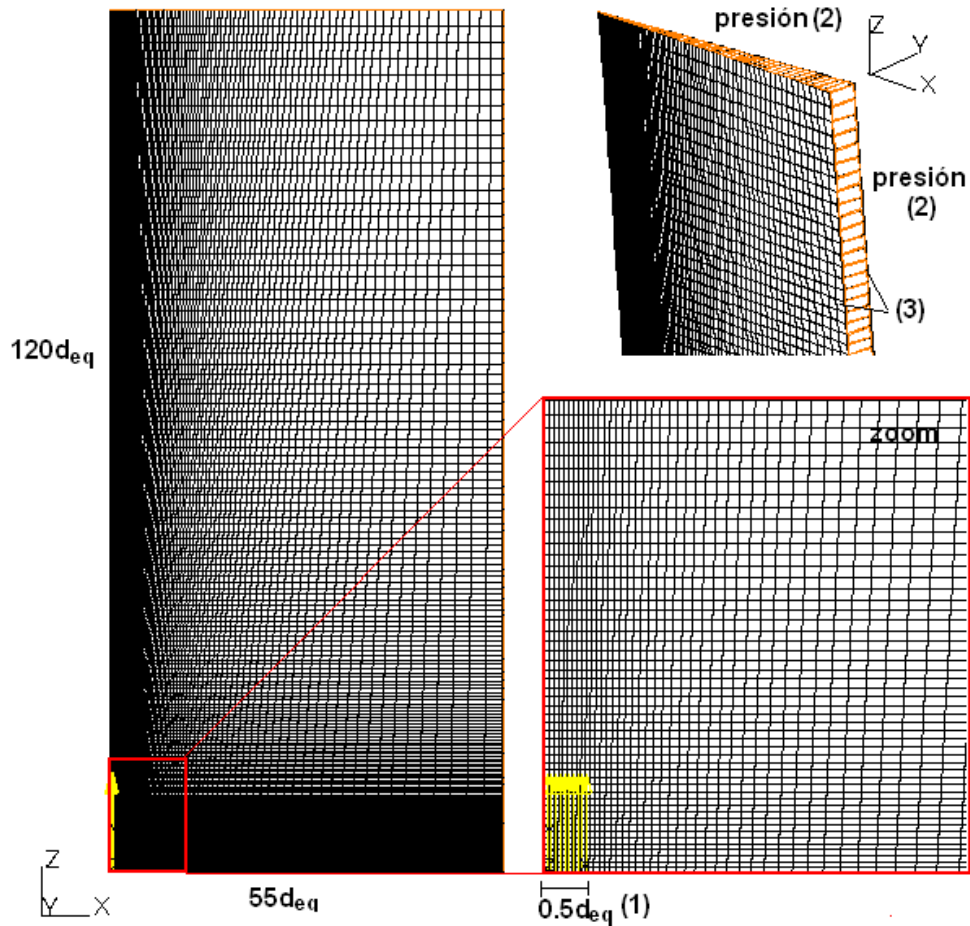
### **Malla y configuraciones numéricas para las simulaciones de chorro gaseoso:**

La malla utilizada para la simulación de chorros gaseosos en este estudio es de forma axisimétrica y similar a la propuesta por García-Oliver en su tesis [2], y que se muestra en la figura 3.9. El dominio se ha discretizado en 17280 celdas, de forma estructurada, con una resolución mayor en las cercanías del origen y en el eje.

La condición de contorno de entrada (tobera de inyección), indicada con las flechas en la figura, varía en longitud según la densidad ambiental, y su resolución es de 10 celdas con tamaño en dirección radial constante. En este caso, su longitud es igual al radio equivalente derivado del radio de la tobera utilizado por Siebers [6, 7] para la inyección del chorro líquido.

El algoritmo de solución de las ecuaciones de conservación para la simulación del chorro gaseoso es el *SIMPLE* [1], el cual es más recomendable para cálculos estacionarios. Las condiciones de contorno de las simulaciones se muestran en la tabla 3.7 (los números indicativos corresponden a los mostrados en la figura 3.9). La inicialización de los parámetros de turbulencia para las condiciones de contorno es de 10% de intensidad turbulenta y una escala de longitud igual al radio equivalente ( $r_{eq}$ ).





**Figura 3.9.** Configuración y vistas de las condiciones de contorno de la malla axisimétrica para la simulación CFD de chorro gaseoso turbulento.

**Matriz de cálculos para el estudio de turbulencia:** En la tabla 3.8 se muestra la matriz de cálculos, se han considerado dos modelos  $\kappa - \epsilon$  de turbulencia, el modelo *RNG* [9, 10] (*Renormalization Group* en inglés) y el estándar o para altos números de Reynolds [11], ambos modelos muy utilizados por los investigadores dedicados al estudio de los chorros (Casos 1 y 4). También, en la tabla se consideran variaciones de la constante  $C_{\epsilon_1}$  para el modelo  $\kappa - \epsilon$  estándar únicamente (casos del 2 al 3).

La modificación de esta constante del modelo estándar es sugerida por diferentes investigadores con la finalidad de evitar una elevada dispersión del

**Tabla 3.7.** Definición de condiciones de contorno para el chorro gaseoso turbulento iso-denso en Star-CD.

Tipo	Descripción y/o variables
Entrada	- Velocidad de entrada (1), $U_o = 480.3 \text{ m/s}$ , $T_{a,o} = 452 \text{ K}$ , $\rho_{a,o} = 14.8 \text{ kg/m}^3$ .
Paredes	- Flujo aguas abajo a presión constante (2), $P_a = 1.9 \text{ MPa}$ , $T_{a,\infty} = 452 \text{ K}$ , $\rho_{a,\infty} = 14.8 \text{ kg/m}^3$ . - Cíclicas (3).

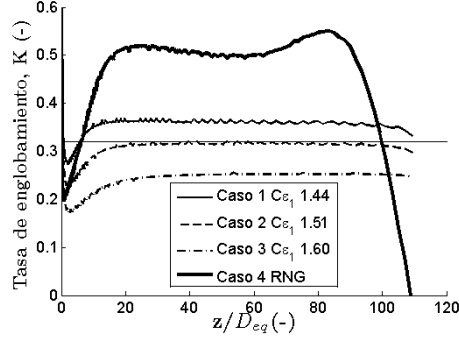
**Tabla 3.8.** Matriz de estudio para análisis del efecto del modelo de turbulencia y variación de la constante  $C\epsilon_1$  en el chorro gaseoso.

Casos	Modelo de turbulencia $\kappa - \epsilon$	$C\epsilon_1$
1	Altos números de Reynolds (estándar)	1.44 (defecto)
2	Altos números de Reynolds (modificado)	1.51
3	Altos números de Reynolds (modificado)	1.60
4	<i>RNG</i>	1.42 (defecto)

chorro [12–14], las otras constantes no suelen ser modificadas para aplicaciones de chorros. De esta manera, Janicka et al. [12] y Dally et al. [13] recomiendan valores de  $C\epsilon_1$  de 1.52 y 1.60, respectivamente.

**Resultados:** En la figura 3.10 se muestran los resultados de las simulaciones obtenidas en función del englobamiento del chorro para la matriz de la tabla 3.8. La línea fina horizontal representa el valor de  $K = 0.32$  encontrado por Ricou y Spalding. Como se observa, con las constantes por defecto, el modelo *RNG* comparado con el estándar engloba menos en la zona cercana a la tobera, pero luego engloba mucho más. Esto luego se verá también en el apartado del chorro líquido tanto en el englobamiento como en la penetración.

La tasa de englobamiento obtenida con el modelo turbulencia  $\kappa - \epsilon$  modificado con  $C\epsilon_1 = 1.51$  es la más cercana a  $K = 0.32$  y la obtenida con el *RNG* es la más alejada. Por lo tanto, el modelo  $\kappa - \epsilon$  con  $C\epsilon_1 = 1.51$  es el seleccionado para el resto de las simulaciones *CFD* de chorro líquido. Este valor coincide con los valores de la literatura antes comentados.



**Figura 3.10.** Influencia del modelado de la turbulencia y de la constante  $C_{\epsilon_1}$  en la tasa de englobamiento  $K$  del chorro gaseoso estacionario.

### 3.4.2. Chorro líquido

Las simulaciones de chorro Diesel son más complejas que las de chorro gaseoso, físicamente por la presencia de dos fases que interactúan y numéricamente por la cantidad de sub-modelos, la mayor parte de ellos empíricos, que buscan representar dicha interacción de la forma más cercana a la realidad.

En este estudio se busca analizar aspectos relacionados con el modelado de la turbulencia en chorros Diesel. En el apartado anterior (apartado 3.4.1) se seleccionó el  $\kappa - \epsilon$  modificado con la constante  $C_{\epsilon_1} = 1.51$  como adecuado para ser utilizado tanto en las simulaciones de chorro gaseoso como en las de chorro líquido. Esta premisa se quiere verificar y por tanto se analizarán en primer lugar las simulaciones de chorro líquido obtenidas con los modelos de turbulencia  $\kappa - \epsilon$  estándar, *RNG*, y el modificado con  $C_{\epsilon_1} = 1.51$ . En segundo lugar, se estudiará la influencia de la utilización del sub-modelo de dispersión turbulenta de las gotas en las simulaciones.

La idea fundamental es la de entender la influencia de cada modelo sobre los parámetros estructurales del chorro, a través de su comparación desde el punto de vista de los resultados numéricos.

Antes de comenzar con el estudio, dos parámetros de configuración numérica importantes a considerar en las simulaciones son el paso de tiempo de cálculo y el número de gotas inyectadas por segundo. Para todos los casos el paso de tiempo utilizado es de  $\delta t = 0.5 \mu s$  y el número de gotas inyectadas es de  $N_p = 1 \cdot 10^7 s^{-1}$ , ambos parámetros resultantes del análisis presentado

en la sección 3.3. Las simulaciones fueron realizadas hasta un tiempo total de cálculo de  $t = 2 \text{ ms}$ .

Los chorros bifásicos se han simulado con la configuración de sub-modelos presentada en la tabla 3.3, y sin considerar la coalescencia, sub-modelo que será analizado en el apartado del estudio de la atomización (apartado 3.5).

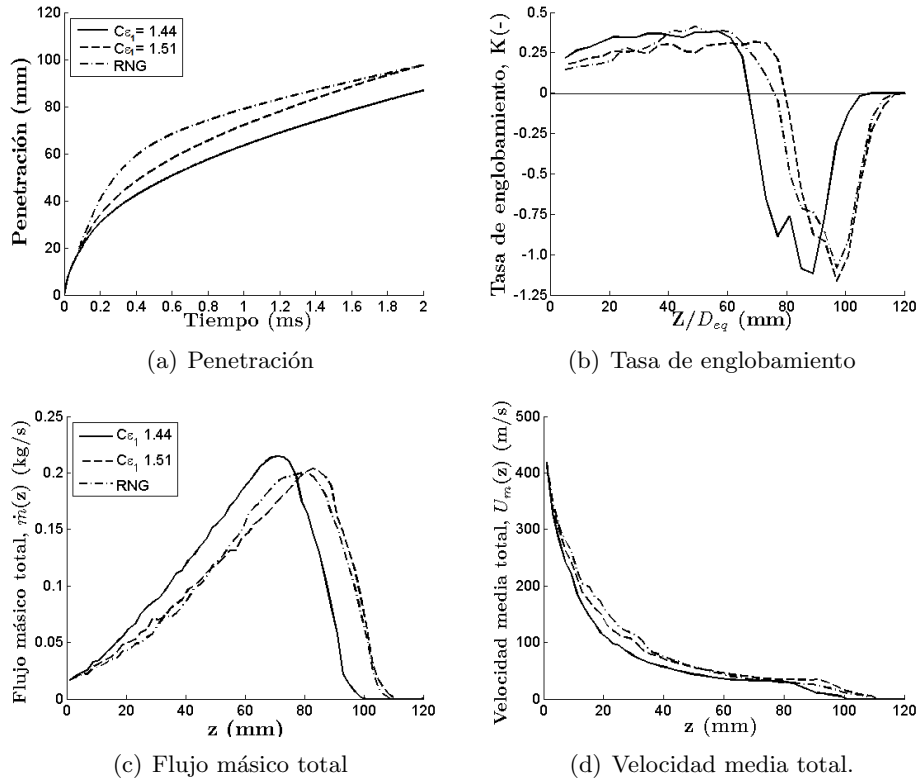
**Estudio del modelo de turbulencia:** En este apartado se va a analizar el efecto que tiene sobre el cálculo de chorros Diesel el cambiar las características del modelo de turbulencia de la fase gaseosa. Los resultados de las simulaciones de chorro obtenidas con los modelos de turbulencia  $\kappa - \epsilon$  estándar,  $\kappa - \epsilon$  modificado con  $C_{\epsilon_1}=1.51$  y  $RNG$  se muestran desde la figura 3.11 a la 3.12.

En la figura 3.11-(a) se puede observar el efecto que tiene el modelo de turbulencia en la penetración del chorro. En la zona inicial, aproximadamente hasta  $z = 20 \text{ mm}$  desde el punto de la inyección, las 3 curvas se superponen. Una vez superada esta zona, se observan grandes diferencias entre ellas, la penetración del chorro es más pequeña según se utiliza el modelo de turbulencia  $RNG$  o el  $\kappa - \epsilon$  estándar, y ocurre entonces el efecto inverso con la dispersión del chorro.

En la zona lejana, hacia un tiempo de cálculo de  $2 \text{ ms}$ , es curioso notar la superposición de nuevo de las curvas obtenidas con los modelos  $RNG$  y  $\kappa - \epsilon$  modificado, si bien probablemente a tiempos más largos el estándar con  $C_{\epsilon_1}=1.51$  acabe adelantando al  $RNG$ .

Las curvas de tasa de englobamiento (figuras 3.11-(b)) ayudan a entender el comportamiento observado en las penetraciones. En este caso se representan en el último instante de cálculo ( $2 \text{ ms}$ ). Como inicialmente todo el gasto es de líquido, el efecto del englobamiento sobre la penetración tarda una cierta distancia en verse. De ahí que siempre las curvas de penetración comiencen bastante parecidas. También, se destaca en las curvas la tasa de englobamiento transitoria y negativa debido a los frentes de chorro. En todo el capítulo las diferencias entre configuraciones se ven solamente a partir de unos  $z = 20 \text{ mm}$  (salvo en la figura 3.4).

Se observa que con el modelo  $RNG$  se engloba bastante menos cerca de la tobera, y tarda bastante en llegar a un valor aproximadamente constante (zona desarrollada), mientras que el estándar llega bastante rápido a un valor estable que depende del valor de  $C_{\epsilon_1}$ . Todo ello justifica las curvas del englobamiento integrado (flujo másico, figura 3.11-(c)), y con ello la velocidad media (figura 3.11-(d)). Si bien el resultado no es del todo generalizable, se observa que la curva de velocidad media es un indicador de la velocidad de penetración del frente de chorro. De hecho, sobre esta curva se ve cómo inicialmente los

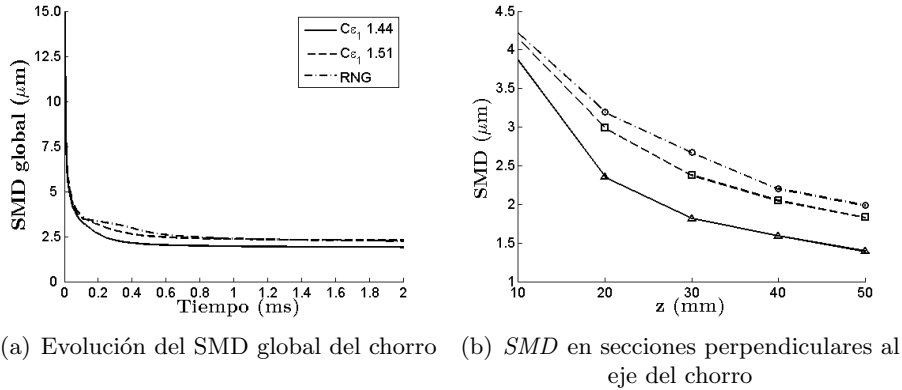


**Figura 3.11.** Parámetros globales del chorro Diesel calculados con los modelos de turbulencia  $\kappa - \epsilon$  estándar, modificado con  $C_{\epsilon_1}=1.51$  y RNG.

tres casos presentan una velocidad muy parecida, posteriormente el *RNG* es el que presenta velocidades más elevadas, debido al menor englobamiento, y posteriormente los tres presentan velocidades relativamente similares.

Finalmente, en las figuras 3.12 se han graficado las evoluciones temporales y axiales del *SMD*, obtenidas con los 3 modelos de turbulencia. Los *SMD* globales en función del tiempo (figura 3.12-(a)) disminuyen rápidamente en la zona inicial para luego permanecer más o menos constantes. Comparando los tres casos, los chorros simulados con los modelos *RNG* y  $\kappa - \epsilon$  con  $C_{\epsilon_1}=1.51$ , presentan *SMD* globales ligeramente superiores al calculado con el  $\kappa - \epsilon$  estándar.

En la figura 3.12-(b) se han representado los *SMD* de las gotas calculados en secciones del chorro a  $z = 10, 20, 30, 40$  y  $50$  mm desde el punto de inyección y promediados en el tiempo. De esta forma se pueden apreciar



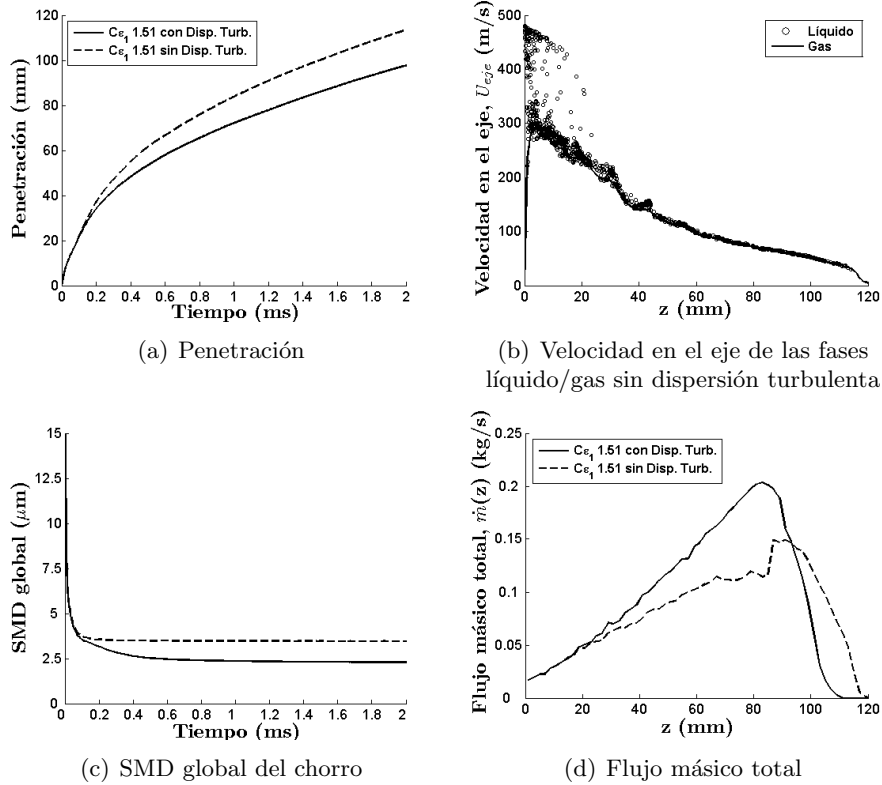
**Figura 3.12.** *SMD global del chorro Diesel, axial y en diferentes posiciones radiales y en secciones perpendiculares al eje del chorro calculados con los modelos de turbulencia  $k - \epsilon$  estándar, modificado con  $C_{\epsilon_1}=1.51$  y RNG.*

mayores diferencias entre las curvas y cómo disminuye el *SMD* en dichas secciones del chorro en la dirección axial. Evidentemente, dicha disminución con la distancia axial es debida a la actuación de los fenómenos de atomización. Se observa que cuanto más rápido es el englobamiento, más rápido cae el tamaño de las gotas.

**Estudio de la dispersión turbulenta:** En las figuras 3.13 (a)-(d) se comparan numéricamente dos simulaciones de chorro obtenidas con el modelo de turbulencia  $\kappa - \epsilon$  con constante  $C_{\epsilon_1}=1.51$  (caso base), para (1) con activación del sub-modelo de chorro de dispersión turbulenta de las gotas y, (2) sin activación de dicho sub-modelo (en la figura 3.14 se comparan cualitativamente los chorros simulados).

De los resultados de penetración (3.13-(a)), se observa que el chorro sin dispersión turbulenta de las gotas penetra más que el chorro con dispersión de gotas, presentando también un *SMD* más bajo (figura 3.13-(c)).

Las velocidades en el eje de las fases líquido y gas del chorro sin dispersión turbulenta se han representado en la figura 3.13-(b). Comparando con el caso con dispersión turbulenta se observa que el sub-modelo de dispersión turbulenta esté activado o no en las simulaciones, no tiene mayor influencia en la zona cercana a la inyección, ya que las velocidades de las gotas sí presentan una dispersión, producto del significativo proceso de pérdida/ganancia de cantidad de movimiento.



**Figura 3.13.** Parámetros del chorro Diesel calculados con el modelo de turbulencia  $k - \epsilon$  modificado  $C_{\epsilon_1}=1.51$  y con/sin el sub-modelo de dispersión turbulenta de las gotas.

Después de la zona cercana, es observable la reducción de la dispersión de las velocidades de las gotas, éstas prácticamente se superponen a la velocidad del gas (a diferencia del comportamiento que se observa en la figura 3.15-(a) para el chorro con sub-modelo de dispersión de gotas).

El flujo másico total de los chorros representado en la figura 3.13-(d), corrobora que el chorro sin dispersión turbulenta de gotas engloba menos aire en la zona alejada que el chorro con este sub-modelo incluido.

Finalmente, en la figura 3.14 de la comparación cualitativa de los chorros, se observa que la forma del chorro líquido sin modelo de dispersión es poco realista, por lo que por sí solo se descarta. Los parámetros del chorro líquido son altamente sensibles al modelo de turbulencia de la fase gaseosa que se utilice y al sub-modelo de dispersión turbulenta de las gotas.

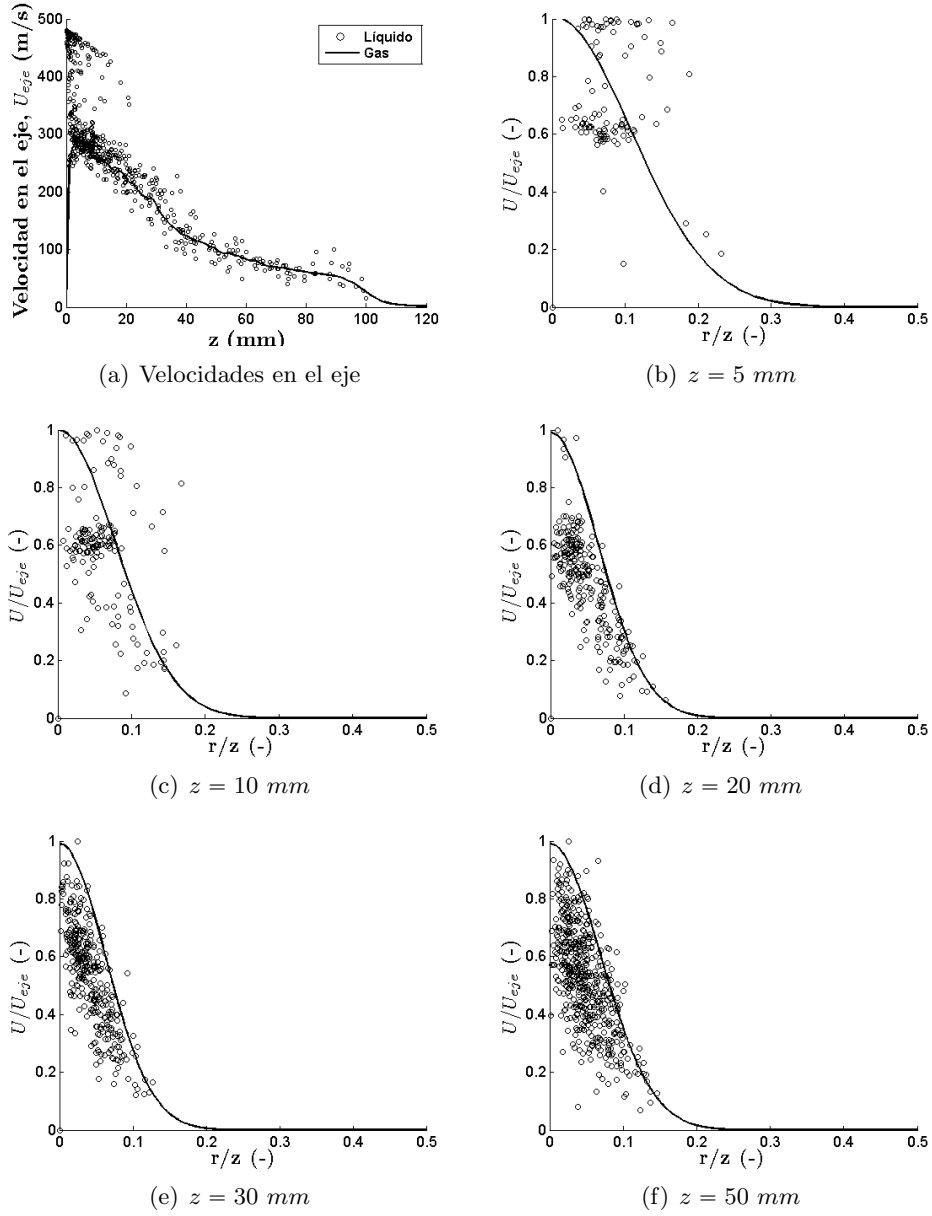


**Figura 3.14.** Comparación cualitativa de los chorros calculados con el modelo de turbulencia  $k - \epsilon$  modificado  $C\epsilon_1=1.51$ : (a) con y (b) sin, el sub-modelo de dispersión turbulenta de las gotas ( $t = 2ms$ ).

**Análisis detallado de los resultados del caso base:** Uno de los aspectos más interesantes del chorro Diesel calculado en  $3D-CFD$  con respecto al modelado unidimensional de chorros, e incluso la medición experimental, es el hecho de poder estudiar por separado la dinámica de las fases líquida y gaseosa. En este sentido, en las figuras 3.16 (a)-(f) se han representado las velocidades en el eje y las velocidades axiales normalizadas por la velocidad en el eje del líquido y del gas, únicamente para el chorro simulado con el modelo de turbulencia  $\kappa - \epsilon$  con  $C\epsilon_1=1.51$ .

En la figura 3.15-(a) la velocidad en el eje del gas corresponde a la línea continua y cada símbolo representa las velocidades de gotas/“parcel” que se encuentran alrededor del eje del chorro y a lo largo del mismo. Se observa en la gráfica que en la región más cercana al punto de inyección, las gotas tienen velocidades en el eje entre la velocidad del gas y la velocidad de inyección, la velocidad del gas aumenta muy rápidamente hasta un 60 % de la velocidad de inyección en este caso y, por tanto, la velocidad relativa gota/gas es muy elevada. La velocidad de las gotas decae rápidamente a medida de que la velocidad del gas aumenta, debido a que éstas ceden cantidad de movimiento al gas, hasta que las velocidades gota/gas alcanzan un cierto equilibrio dinámico a aproximadamente  $z = 30 mm$  para estas condiciones.





**Figura 3.15.** (a) Velocidades en el eje y (b-f) distribuciones de velocidad axial a lo largo del eje a diferentes distancias en  $z$  (b a f), del chorro Diesel calculado con el modelo de turbulencia  $\kappa - \epsilon$  modificado  $C_{\epsilon_1}=1.51$ .

En las figuras 3.15 (b)-(f) se muestran las velocidades axiales normalizadas por la velocidad en el eje para el líquido y el gas en 5 secciones diferentes  $z = 10, 20, 30$  y  $50 \text{ mm}$  a lo largo del eje del chorro, y en función de la distancia radial normalizada  $r/z$ . Se puede observar que las velocidades del gas se corresponden con perfiles autosimilares y son similares aproximadamente a partir de la sección  $z = 20 \text{ mm}$ . En cambio las velocidades de las gotas no parecen ajustarse a un perfil y sobre todo en la zona cercana a la inyección (secciones menores a  $z = 5 \text{ mm}$ ), las gotas más veloces en el borde del chorro están por encima de la velocidad del gas.

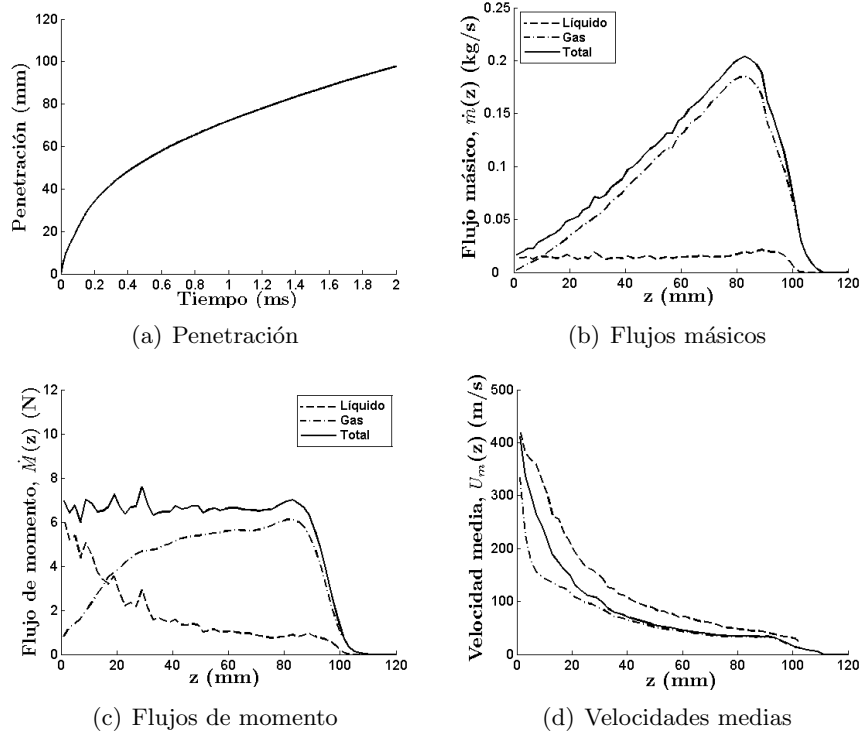
En las figuras 3.16 (a)-(d) se han representado la penetración y la evolución del chorro en magnitudes integradas en toda la sección radial, lo cual permite tener una visión más global de lo que ocurre en el chorro que en caso de analizar solamente valores en el eje. En la figura de los flujos másicos (3.16-(b)), se observa que a medida que nos alejamos del orificio de inyección, la mayor contribución al flujo total viene dada por la masa de aire englobada en el chorro. Es por ello que muchas veces se estima el englobamiento de aire en función del flujo total.

La tendencia del flujo másico con la distancia es esencialmente lineal, como en un chorro gaseoso estacionario, hasta llegar a la parte frontal del chorro, esencialmente transitoria. El flujo másico de líquido es constante y corresponde al inyectado por la tobera. Este resultado ejemplifica el fenómeno del “englobamiento” en un chorro, esto es, el proceso de mezcla del aire y el combustible.

El intercambio de momento entre fase líquida y gas determina la dinámica interna del chorro, y con ello la tasa de englobamiento. Dicho intercambio vendrá controlado sobre todo por los modelos de “drag” y dispersión turbulenta.

El flujo de momento global es aproximadamente constante para este caso (figura 3.16-(c)). Ello también se corresponde con el caso de un chorro estacionario inyectado con tasa de combustible constante, en el cual esta variable se ha de mantener constante a lo largo del eje. Sin embargo, al tratarse de un chorro líquido inyectado en un ambiente gaseoso no ocurre lo mismo al analizarse el flujo de cantidad de movimiento de cada fase.

La curva del líquido disminuye al aumentar la distancia axial  $z$  y en cambio la del gas aumenta, hasta que ambas curvas se estabilizan. Esto se traduce en que el líquido en el chorro pierde cantidad de movimiento con el aumento de la distancia axial, el líquido se va frenando. El gas por su parte, se incorpora al flujo y aunque también se va frenando, cada vez pesa más en los flujos de cantidad de movimiento.



**Figura 3.16.** Parámetros del chorro Diesel globales y de las fases líquida y gaseosa calculados con el modelo de turbulencia  $k - \epsilon$  modificado  $C\epsilon_1 = 1.51$ .

En la figura 3.16-(d) se muestran las velocidades medias. Se observa que, en general, las curvas de velocidades medias de las dos fases evolucionan de forma separada, con el líquido a mayor velocidad que el gas. En cambio, cuando se considera la velocidad media del flujo, se observa que cerca de la tobera ésta coincide con la del líquido. Desde este punto, y hasta  $z = 40$  mm se observa que la velocidad media del flujo global pasa de coincidir con la del líquido a superponerse a la del gas.

Es interesante señalar que mientras para la fase líquida los resultados en el eje son similares a los medios de la sección (velocidad decreciente con el aumento de la distancia al origen), para la fase gaseosa la velocidad media siempre decrece con la distancia, mientras que la del eje primero crece y luego decrece. Este comportamiento de la fase gaseosa en promedio es debido al hecho que se comienza a englobar aire desde la tobera, pero este fenómeno

tarda una cierta distancia en llegar al eje, con lo que en términos locales no se aprecia hasta dicha distancia al orificio.

Observando las figuras 3.15 (a)-(f) y 3.16-(d), en la zona cercana al eje del chorro y a lo largo de su longitud, a poca distancia desde la inyección, las velocidades axiales de las fases son muy similares. Esto no ocurre radialmente, donde la velocidad del líquido puede ser más elevada que la del gas, resultando que las velocidades medias de cada una de las fases sean diferentes entre ellas en secciones transversales al eje.

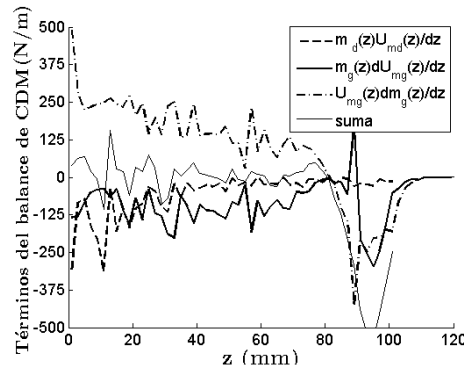
Además de los parámetros de tipo estructural antes descritos, a continuación se presenta el balance del intercambio de cantidad de movimiento *BCDM* como un parámetro de análisis. Como se mencionó anteriormente, la analogía entre el chorro Diesel inyectado a tasa aproximadamente constante y el chorro gaseoso turbulento, permite asumir la conservación del flujo total de cantidad de movimiento en secciones a lo largo del eje. Del análisis del chorro líquido, es conocido que el líquido convertido en gotas va perdiendo velocidad o cediendo cantidad de movimiento a la fase gaseosa, aumentando la velocidad de esta última. De esta manera, existe un balance de pérdida/ganancia de los flujos individuales que conlleva a un flujo de cantidad de movimiento del flujo total constante. Esta afirmación puede expresarse a través de la siguiente ecuación diferencial:

$$\frac{d\dot{M}(z)}{dz} = 0 = \dot{m}_d(z) \cdot \frac{dU_{md}(z)}{dz} + \dot{m}_g(z) \cdot \frac{dU_{mg}(z)}{dz} + U_{mg}(z) \cdot \frac{d\dot{m}_g(z)}{dz} \quad (3.8)$$

Los dos primeros términos de la derecha de la igualdad corresponden a la pérdida de cantidad de movimiento de la fase líquida (de todas de las gotas en una sección  $z$ ) y del gas, respectivamente. El tercero, representa la cantidad de movimiento inducida al gas dentro del chorro por el englobamiento de más gas. En el caso de un chorro gaseoso, están presentes en el balance sólo los dos últimos términos.

En la figura 3.17-(a) se han representado los términos del balance de cantidad de movimiento. El término “suma” corresponde al valor cero del balance global de cantidad de movimiento. De los tres términos se puede ver que:

- El término de englobamiento es siempre positivo (ganancia de momento), y pesa más que los otros dos



**Figura 3.17.** Términos derivativos del balance de cantidad de movimiento (BCDM) del chorro calculados con el modelo de turbulencia  $\kappa - \epsilon$  modificado con  $C_{\epsilon_1}=1.51$ .

- El frenado de las gotas y el gas son términos negativos (pérdida de momento). Cerca de la tobera el frenado de las gotas es más importante. A partir de 20 mm pesa más el frenado del gas. De hecho, el término del líquido básicamente desaparece en 40 mm
- A partir de 80 mm se ve el frente del chorro, porque el sumatorio ya no da cero (zona no estacionaria)

De todo lo discutido y observando las gráficas anteriores, podríamos deducir dos zonas de funcionamiento del chorro:

- **Cerca de la tobera:** casi todo el flujo de CDM lo lleva el líquido. Pesan mucho los términos de intercambio (“drag”/dispersión turbulenta)
- **A partir de una cierta distancia:** el englobamiento es lo q manda. Además, la fase líquida aporta muy poco al flujo de CDM, con lo cual el comportamiento global del chorro es esencialmente el del chorro gaseoso

### 3.5. Estudio de sub-modelos de inyección, atomización y coalescencia de gotas

Con la finalidad de analizar más en detalle los procesos de atomización en chorros líquidos, algunos investigadores presentan simulaciones del chorro bifásico como si fuese un chorro mono-disperso [4, 20]. Esta asunción

simplifica las simulaciones al no ser necesario el uso de sub-modelos de atomización primaria o funciones de distribución de gotas para inyectarlas, y la atomización secundaria, con la idea de poder hacer un mejor seguimiento del comportamiento o evolución de cada gota en el chorro desde su inyección.

En este apartado se estudiará el efecto que tiene en los parámetros del chorro el considerar en las simulaciones la inyección/atomización primaria de gotas para chorros multi-dispersos y para chorros mono-dispersos (inyección de gotas con el mismo tamaño), es decir, el efecto de la población inicial de gotas sobre lo que ocurre en el chorro. Así mismo, se estudiará la influencia de los procesos subsiguientes: atomización secundaria y coalescencia.

La matriz de puntos simulados se muestra en la tabla 3.9. Los primeros cuatro casos corresponden a chorros mono-dispersos (Casos 1-4) con distintos diámetros de gotas fijados, el Caso 5 es un chorro multi-disperso con atomización primaria y secundaria (sub-modelos  $HG^3$  y  $HF$ ). Finalmente, el Caso 6, es un chorro-multidiserso como el del Caso 5 al que se le ha añadido el fenómeno de coalescencia (sub-modelo  $OR$ ). Las simulaciones fueron realizadas hasta un tiempo total de cálculo de  $t = 2 \text{ ms}$ .

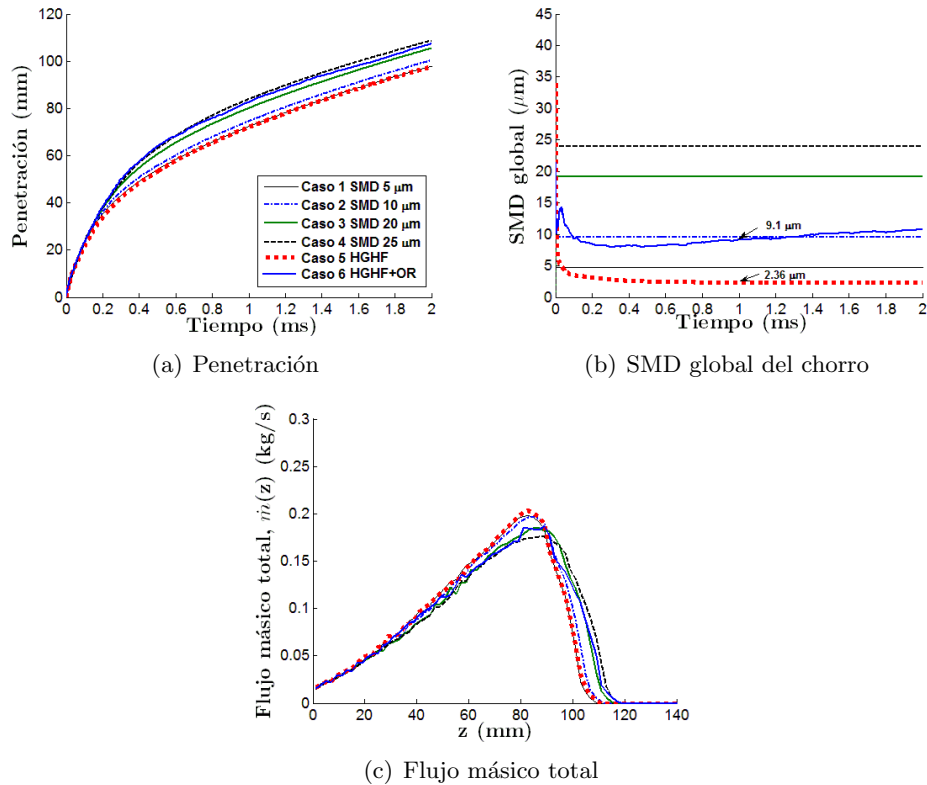
**Tabla 3.9.** Matriz de estudio para el análisis del efecto del tipo de inyección en el chorro Diesel, atomización secundaria y coalescencia en el chorro Diesel.

Casos	Atom. Primaria	Atom. Secundaria	Coalescencia
1	Mono-dispersa $SMD = 5\mu m$	-	-
2	Mono-dispersa $SMD = 10\mu m$	-	-
3	Mono-dispersa $SMD = 20\mu m$	-	-
4	Mono-dispersa $SMD = 25\mu m$	-	-
5	$HG$	$HF$	-
6	$HG$	$HF$	$OR$

De las figuras 3.18 a 3.20 se muestran los resultados de las simulaciones de chorro de los casos ilustrados en la Tabla 3.9. Comenzando con la figura 3.18 (a)-(c), en ésta se muestran los parámetros estructurales del chorro y del flujo másico total en secciones a lo largo del eje para los casos del 1 al 6.

Al comparar las curvas de penetraciones y  $SMD$  de los chorros (figura 3.18 (a) y (b)), se observa la sensibilidad de la penetración al tamaño de las gotas. La penetración del chorro es mayor mientras mayor es el  $SMD$ . El Caso 5 ( $HGHF$ ) es el que presenta la menor penetración y por tanto tiene el menor  $SMD$  de todos los casos, superponiéndose con la curva de penetración del

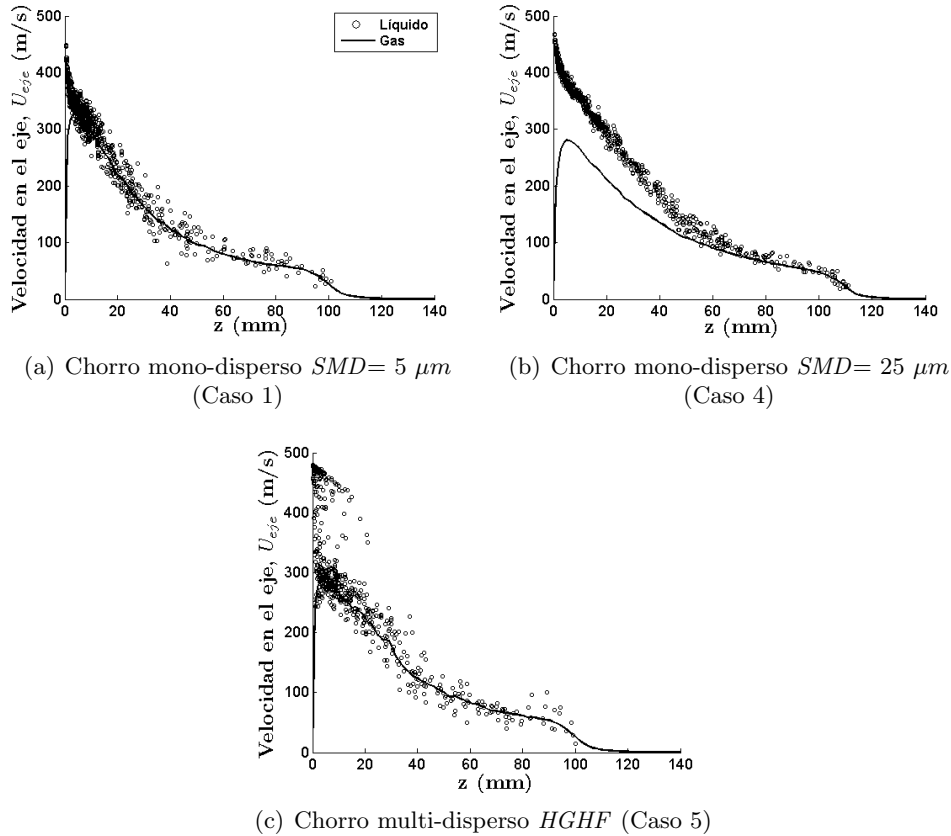
<sup>3</sup>En *Star-CD*, el sub-modelo de Huh-Gosman inyecta “parcels” con distintos diámetros, en lugar de “blobs” de diámetro constante e igual al de la tobera.



**Figura 3.18.** Influencia del modelo de inyección y la atomización secundaria y coalescencia en los parámetros estructurales calculados del chorro Diesel.

Caso 1 (Mono-disperso), cuyo  $SMD = 5 \mu m$  vendría a ser un promedio de la evolución temporal del  $SMD$  del Caso 5.

Con respecto a los flujos másicos totales (figura 3.18-(c)), se observa que los casos que tienen un  $SMD$  global más pequeño presentan mayor englobamiento en la zona de flujo desarrollado y en el frente que aquellos con el  $SMD$  más grande. Estos resultados permiten confirmar lo ya mencionado por Abraham et al. [4], en lo concerniente a que las gotas más grandes son menos efectivas al transferir la cantidad de movimiento inyectada al gas circundante. Es decir, chorros con gotas más grandes (Caso 4), englobarán menos gas en las zonas lejanas del chorro que aquellos con gotas más pequeñas, como en el Caso 1, y este menor englobamiento, como se ha visto ya a lo largo de este capítulo, aumenta su penetración.



**Figura 3.19.** Influencia del modelo de inyección y la atomización secundaria en las velocidades de las fases en el eje del chorro Diesel.

En las figuras 3.19 (a)-(c) se comparan las velocidades en el eje de las fases líquida y gaseosa de los chorros para los Casos 1, 4 y 5. Se observa que la velocidad de la fase gaseosa en la región del chorro cercana al punto de inyección es mayor en aquellos casos con el  $SMD$  más pequeño, resultados que se corresponden con los del englobamiento. Comparando las figuras 3.19 (a) y (b), se aprecian las diferencias entre inyectar un chorro mono-disperso con un  $SMD$  pequeño (Caso 1) y uno con un  $SMD$  más grande (Caso 4). En el Caso 4 existe un mayor deslizamiento en las velocidades gota/gas que en el Caso 1, puesto que, como ya se ha comentado, las gotas más grandes transfieren menos eficientemente su momento al aire. En ambos casos de chorro mono-disperso, las velocidades de las gotas decaen abruptamente justo a la salida del orificio.



En los chorros multi-dispersos (Casos 5 figura 3.19-(c)), se observa que las velocidades de las gotas presentan más dispersión en la zona cercana y que no decaen de forma tan abrupta como ocurre en los chorros mono-dispersos. Al comparar los Casos 1 y 5, se puede notar la menor dispersión de las gotas que tiene el chorro mono-disperso en la zona cercana con respecto a la del multi-disperso.

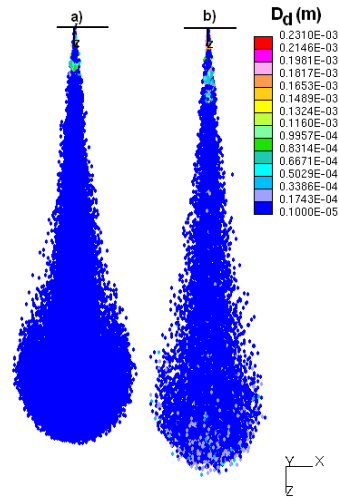
Continuando con el estudio, de las figuras 3.18 (a)-(c) y 3.20 se comparan las simulaciones de chorro de los Casos 5 y 6 de la tabla 3.9, que corresponden a los chorros *HGHF* (sin coalescencia) y *HGHF+OR* (con coalescencia) respectivamente. En las figuras 3.18 (a) y (b), se observa que el chorro con el sub-modelo de coalescencia, presenta la penetración mayor de las gotas (después de la zona cercana), y también una evolución del *SMD* global mayor que el chorro sin coalescencia.

Una característica importante del chorro simulado con coalescencia es la tendencia creciente que se observa del *SMD* con el tiempo, de la cual existen muchas evidencias experimentales [21]. En la figura 3.18-(c) se han representado los flujos máxicos totales de ambos casos. El comportamiento de las curvas indica que el chorro con coalescencia engloba menos aire en la zona desarrollada que sin coalescencia.

Visto los resultados del chorro monodisperso, donde se confirma que el aumento del tamaño de gota reduce el englobamiento, acelera las velocidades y con ello la penetración, se puede justificar el papel del modelado de la coalescencia. Cuando se modela coalescencia, aumenta el tamaño de gota, con lo que se justifica el resto de cambios en las variables observadas.

En la figura 3.20 se comparan cualitativamente los dos chorros con respecto a tamaños de las gotas. Se puede observar que el chorro con coalescencia (3.20-b), además de presentar gotas grandes en la región cercana a la inyección, presenta gotas más grandes en el frente y en las periferias.

De los resultados presentados en este estudio es interesante observar que las metodologías de inyección de gotas como población mono-dispersa y multi-dispersa, son igualmente válidas para el estudio de chorros a través de la simulación. Sin embargo, cuando se decide inyectar un chorro mono-disperso, se debe tener una idea a priori del diámetro medio de las gotas, valor que normalmente no es conocido a menos que se tengan medidas experimentales. La asignación de dicho diámetro se ha visto que tiene mucha influencia en los parámetros del chorro, diámetros muy grandes pueden causar efectos como: sobre-penetración, elevado deslizamiento entre las fases líquida y gaseosa, pobre englobamiento de aire hacia al chorro y elevada dispersión entre otros.



**Figura 3.20.** Comparación cualitativa de los chorros calculados con y sin coalescencia: (a) HGHF (Caso 5) y (b) HGHF+OR (Caso 6), ( $t = 2\text{ms}$ ).

Los sub-modelos de atomización primaria tienen como función distribuir los tamaños de gotas/“parcels” de acuerdo a las condiciones de operación y, en cierta forma permiten disminuir el grado de incertidumbre que supone asignar arbitrariamente un diámetro medio de inyección de gotas<sup>4</sup>. Sin embargo, éstos también pueden generar chorros con diámetros de gotas elevados, causando los efectos antes mencionados en los parámetros del chorro y formas poco realistas del mismo, resultando en muchos casos adecuada su combinación con sub-modelos de atomización secundaria y coalescencia.

En el resto de capítulos se continuará en las simulaciones con sub-modelo de atomización primaria para la obtención de chorros multi-dispersos y la inclusión de la atomización secundaria y coalescencia.

### 3.6. Síntesis y conclusiones

De éste capítulo se puede decir de forma general, que el cálculo *CFD* es una herramienta muy útil para el estudio del chorro Diesel. Permite analizar

<sup>4</sup>Este efecto de chorro multi-disperso también se puede lograr con el uso de funciones de distribución de gotas como Rosin-Ramler o normal, sin embargo, como se comentó en el Capítulo 2, los sub-modelos de atomización primaria suelen incorporar en su deducción numérica efectos provenientes de los fenómenos del flujo interno en las toberas de inyección, además de que dichas funciones también necesitan un diámetro medio conocido.

la dinámica y evolución de los parámetros estructurales, algunos de ellos muy difíciles de medir.

En particular, se ha realizado un análisis general del modelado *Euleriano-Lagrangiano 3D-CFD* estándar aplicado al chorro. Por medio de estudios paramétricos de los principales sub-modelos de chorro y numéricos, se han podido investigar sus influencias en la estructura del chorro simulado e, identificar algunas de las limitaciones/dependencias numéricas propias del modelo.

Aspectos importantes de este capítulo han sido en primer lugar la presentación de la metodología de análisis del chorro *CFD*, en la cual se han definido los parámetros estructurales y los criterios para su obtención a partir de los resultados numéricos. Esta metodología es interesante por ofrecer la facilidad de estudiar el comportamiento de las fases líquida y gaseosa por separado en el chorro. Los parámetros considerados en los estudios han sido la penetración, diámetro característico de las gotas (*SMD*), parámetros en el eje y en secciones radiales del chorro.

En segundo lugar, la definición de una configuración *3D-CFD* de chorro de referencia obtenida a través de los estudios paramétricos. En dichos estudios se han utilizado condiciones de inyección y ambientales fijas de chorro Diesel, en condiciones de inyección a velocidad constante, temperatura ambiente y chorro inerte, es decir, sin combustión.

Finalmente, de los estudios paramétricos se han obtenido las siguientes conclusiones:

▪ **Parámetros numéricos:**

- El paso de tiempo influye relativamente poco en el orden por debajo de  $1 \mu s$ , y su influencia solamente se ha visto en el espesor del frente transitorio del chorro
- El número de gotas prácticamente no influye por encima de  $0.5 \cdot 10^7 s^{-1}$
- La malla muestra los problemas fundamentales del modelado *E-L*. Si la malla es muy gruesa los resultados tienen muy poca resolución espacial, diferenciándose bastante de los casos de mallas más finas en los que existe también un límite a partir del cual comienzan a aparecer problemas de “void fraction”, y los resultados dejan de ser fiables

- **Turbulencia de la fase gaseosa y dispersión turbulenta:** En el estudio del sub-modelo de turbulencia de la fase gaseosa, se ha obtenido

una configuración óptima con el modelo  $\kappa - \epsilon$  estándar con  $C\epsilon_1=1.51$ . Dicho valor ajusta de forma adecuada las medidas experimentales de englobamiento en chorros gaseosos, y coincide con soluciones sugeridas por otros autores. También se identificó la importancia de la utilización del sub-modelo de dispersión turbulenta de las gotas, para lograr la dispersión característica en chorros líquidos

- **Sub-modelos de gotas (atomización primaria, secundaria y coalescencia):** Se deduce que el mecanismo fundamental con el que actúan es cambiando el diámetro de las gotas, de manera que situaciones con gotas más grandes producen un menor englobamiento de aire en el chorro, mayores velocidades en el seno del mismo y una penetración más rápida. Los estudios con la configuración mono-dispersa del chorro, producen resultados similares a los que utilicen modelos de atomización, siempre que los tamaños de gotas sean similares

## Bibliografía

- [1] *Computational Dynamics Ltd., STAR-CD Versión 4.08*. Methodology manual, 2005.
- [2] García-Oliver J.M. *Aportaciones al Estudio del Proceso de Combustión Turbulenta de Chorros en Motores Diesel de Inyección Directa*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos, Universidad Politécnica de Valencia, España, 2003.
- [3] Ricou F. y Spalding D. “Measurements of entrainment by axisymmetrical turbulent jets”. *J. Fluid Mech.*, Vol. 11, pp. 21–32, 1961.
- [4] Post S., Iyer V. y Abraham J. “A study of near-field entrainment in gas jets and sprays under Diesel conditions”. *J. of Fluids Engineering*, Vol. 22, pp. 385–395, 2000.
- [5] Pastor J.V., López J.J., García-Oliver J.M. y Pastor J.M. “A 1D model for the description of mixing-controlled inert Diesel sprays”. *Fuel*, Vol. 87, pp. 2871–2885, 2008.
- [6] Siebers D. “Effects of Gas Density and Vaporization on Penetration and Dispersion of Diesel Sprays”. *SAE Paper 960034*, 1996.
- [7] Página web de “Engine Combustion Network”. Información disponible en <http://www.sandia.gov/ecn/cvdata/dsearch/frameset.php>.
- [8] Amsden A., O’Rourke P. J. y Butler T. D. KIVA-II: A. *Computer Program for Chemically Reactive Flows with Sprays* Technical report No. LA-11560-MS, Los Alamos National Laboratory, Mayo, 1989.
- [9] Yakhot V. y Orszag S.A. “Renormalization group analysis of turbulence I: Basic theory”. *J. Scientific Computing*, Vol. 1, pp. 1–51, 1986.
- [10] Yakhot V., Orszag S.A., Thangam S., Gatski T.B. y Speziale C.G. “Development of turbulence models for shear flows by a double expansion technique”. *Phys. Fluids*, Vol. A4, N°. 7, pp. 1510–1520, 1992.
- [11] Launder B.E. y Spalding D.B. “The numerical computation of turbulent flows”. *Comp. Meth. in Appl. Mech. and Eng.*, Vol. 3, pp. 269–289, 1974.

- 
- [12] Janicka I. y Peters N. “*Prediction of turbulent jet diffusion flame lift-off using a PDF transport equation*”. Nineteenth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, pp. 367–374, 1982.
- [13] Dally B.B, Fletcher D.F. y Masri A.R. “*Flow and Mixing Fields of Turbulent Bluff-Body Jets and Flames*”. *Combust. Theory Modelling*, Vol. 2, pp. 193–219, 1998.
- [14] Ning W. *Development of a Next-generation Spray and Atomization Model Using an Eulerian-Lagrangian Methodology*. Tesis Doctoral, Wisconsin-Madison University, 2007.
- [15] Huh K.Y. y Gosman A.D. “*A Phenomenological Model of Diesel Spray Atomization.*” *Proc. Int. Conf. on Multiphase Flow*, Japan, September, pp. 24–27, 1991.
- [16] Hsiang L.P y Faeth G.M. “*Near-limit Drop Deformation and Secondary Breakup.*” *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 18, N<sup>o</sup>. 5, pp. 635–652, 1992.
- [17] Margot X., Payri R., Gil A., Chávez M. y Pinzello A. “*Combined CFD-Phenomenological Approach to the Analysis of Diesel Sprays Under Non-evaporative conditions.*” SAE Paper 2008-01-0962, 2008.
- [18] O’Rourke P.J. *Collective Drop Effects on Vaporising Liquid Sprays*. Tesis Doctoral, University of Princeton, 1981.
- [19] Wallis G.B. *One Dimensional and Two Phase Flow*. McGraw-Hill Book Co., New York, 1969.
- [20] Gosman A.D. y Ioannides S.I. “*Aspects of computer simulation of liquid-fuelled combustors.*” *AIAA, J. Energy*, Vol. 7, N<sup>o</sup>. 6, pp. 482–490, 1983.
- [21] Arrègle J. *Análisis de la estructura y dinámica interna de chorros Diesel*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos, Universidad Politécnica de Valencia, España, 1998.
- [22] Abani N., Munnannur A. y Reitz R. D. “*Reduction of Numerical Parameter Dependencies in Diesel Spray Models.*” *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Transactions of the ASME, Vol. 130, N<sup>o</sup>. 3, 2008.
- [23] Abraham J. “*Entrainment Characteristics of Transient Jets.*” *Numerical Heat Transfer, Part A*, Vol. 30, pp. 347–364, 1996.
- [24] Abani N. *Improvements in Multi-dimensional modeling of unsteady turbulent Diesel sprays and engine combustion*. Tesis Doctoral, University of Wisconsin-Madison, 2009.



# Capítulo 4

## Modelo Euleriano-Lagrangiano *1D3D-CFD* aplicado al chorro Diesel

### Contenido

---

4.1. Introducción .....	114
4.2. Modelo <i>Euleriano-1D</i> de chorros .....	114
4.3. Modelo <i>Euleriano-Lagrangiano 1D3D-CFD</i> .....	118
4.3.1. Metodología de acoplado .....	118
4.3.2. Modelo <i>Euleriano-Lagrangiano 3D-CFD</i> de base ..	119
4.4. Estudio comparativo <i>1D3D</i> vs <i>3D</i> . Planteamiento	121
4.5. Estudio comparativo <i>1D3D</i> vs <i>3D</i> . Resultados y discusión .....	122
4.5.1. Penetración .....	122
4.5.2. Velocidad en el eje .....	123
4.5.3. Parámetros obtenidos de integrales radiales del chorro .....	124
4.5.4. Tamaños de gotas .....	126
4.6. Síntesis y conclusiones .....	128
Bibliografía .....	129

---

## 4.1. Introducción

En el estudio de malla del capítulo anterior se ha comprobado una de las hipótesis limitantes del modelado *Euleriano-Lagrangiano (E-L)* cuando se aplica a la simulación de chorros Diesel, esto es, la malla no puede ser tan fina como se quiera para que el “void fraction” de las gotas y el gas en la celda no sea demasiado alto, y tampoco una malla demasiado gruesa, ya que se pierde resolución cerca del punto de inyección, sobreestimándose el intercambio de cantidad de movimiento de las fases [1–4].

Se plantea en este capítulo un modelo acoplado *E-L 1D3D-CFD* con la finalidad de mejorar las estimaciones de la velocidad relativa gota/gas que se pueden obtener con el modelo de chorros *E-L 3D-CFD* estándar, para cualquier resolución de malla que se utilice en las simulaciones.

En el capítulo se presenta primeramente al modelo *Euleriano-1D* utilizado para corregir las simulaciones *E-L 3D-CFD*. En segundo lugar, se expondrán las consideraciones generales y la metodología de implementación del modelo acoplado en el código comercial *Star-CD* [5], realizándose el acoplamiento en el cálculo del término fuente de interacción de cantidad de movimiento entre las fases y en la zona cercana. En tercer lugar, las implicaciones que tiene el acoplamiento en el modelo *E-L 3D-CFD* utilizado como estructura base.

Por último, se presentarán comparaciones de resultados de las simulaciones de chorro Diesel obtenidas con los modelos *1D*, *3D*<sup>1</sup> estándar y *1D3D* y los datos experimentales.

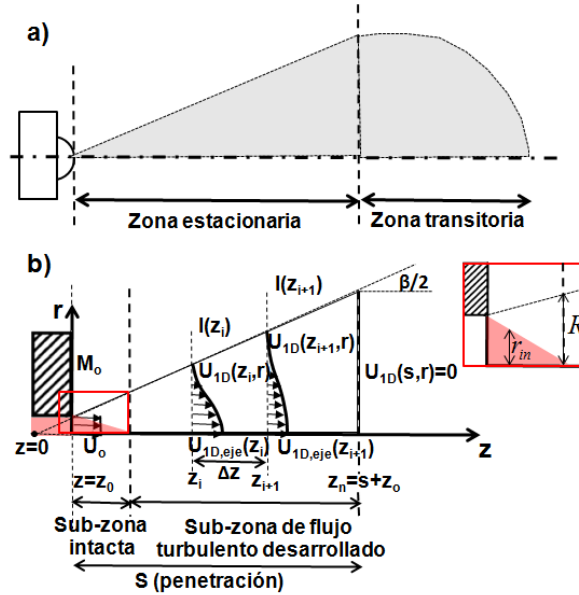
Los chorros simulados corresponden a chorros Diesel sin interacción con pared, en condiciones de inyección de combustible a tasa constante y ambientales en cámara no evaporativas e inerte (sin combustión). En el Capítulo 5 se mostrará su aplicabilidad en chorros en condiciones de inyección variable y evaporativas, también inertes.

## 4.2. Modelo *Euleriano-1D* de chorros

El modelo de chorros desarrollado por García-Oliver [6] y Pastor et al. [7] basado en la analogía con el chorro turbulento, es utilizado en este trabajo para mejorar el chorro *3D-CFD* en la zona cercana a la tobera. Mediante el uso de perfiles radiales autosimilares que integran el problema axisimétrico en dirección radial, este modelo permite simplificar el problema del chorro líquido,

<sup>1</sup>Por simplicidad las siglas *CFD* se omitirá en muchos casos, en este capítulo y en el siguiente, en las abreviaturas de los modelos.





**Figura 4.1.** (a) Esquema de un chorro y sus zonas y (b) Esquema de un chorro Diesel modelado como un chorro gaseoso turbulento.

tridimensional y transitorio, a un chorro monofásico y cuasi-unidimensional, estacionario o transitorio.

Este modelo fue desarrollado para el estudio de chorros Diesel, aunque básicamente resuelve el flujo como monofásico, de tipo chorro gaseoso, si bien puede considerar evaporación, bajo la suposición en el modelo de que el chorro está controlado por mezcla. Una implicación importante es el hecho que no se considera deslizamiento entre fases. También hay que señalar que, al ser un modelo monofásico, no tiene problemas de tamaños de celda demasiado gruesas, y por eso se acopla al  $3D$ .

Comenzando con la descripción detallada del modelo, la figura 4.1-(a) modificada del trabajo de García-Oliver et al. [8], esquematiza un chorro transitorio con una velocidad constante de inyección a la salida del orificio de la tobera.

En la figura 4.1-(b) el mismo chorro se ha representado usando la analogía con el chorro gaseoso turbulento. El sistema coordenado  $(z, r)$  está localizado en el origen del chorro, el eje coordenado  $z$  coincide con el eje del chorro y el eje coordenado  $r$  representa la posición radial. Dos regiones diferentes se pueden observar en el chorro: la estacionaria y la transitoria, y la zona

estacionaria se divide a su vez en dos sub-zonas: la intacta y la de flujo turbulento desarrollado.

En la sub-zona intacta, la velocidad del combustible a la salida del orificio se asume espacialmente uniforme y que el comportamiento del flujo en el eje del chorro no ha sido afectado por el englobamiento de aire, es decir, su velocidad en el eje es igual a la velocidad de inyección (ver el cuadro que amplía la sub-zona intacta en la figura 4.1-(b)). En esta sub-zona, dependiendo de la posición axial y radial de la gota, se puede asumir una combinación de velocidad constante y perfil radial de velocidad Semi-Gaussiano:

$$U_{1D}(z, r) = \begin{cases} U_o, & r \leq r_{in} \\ U_o \exp \left[ \text{Log}(0.01) \left( \frac{r-r_{in}}{R-r_{in}} \right)^2 \right], & r > r_{in} \end{cases} \quad (4.1)$$

con  $r_{in}$  el radio interior y  $R$  el radio externo que definen el cono intacto y el borde del chorro, respectivamente, suponiendo que el límite del chorro es el 1% del valor en el eje ( $\text{Log}(0.01)$ ).

En la sub-zona de flujo desarrollado, también llamada región principal del chorro, el combustible en toda una sección transversal al eje del chorro ha sido perturbado y los perfiles radiales de las variables conservativas, i.e., velocidad axial, concentración y entalpías en caso no isoterma, pueden determinarse a través de una distribución Gaussiana normalizada con respecto al valor en el eje, como se muestra en la siguiente ecuación para la obtención de la velocidad axial<sup>2</sup>.

$$\frac{U_{1D}(z, r)}{U_{1D,eje}(z)} = \exp \left[ \left( \frac{\text{Log}(0.01)}{\text{Tan}^2(\beta/2)} \right) \left( \frac{r}{z} \right)^2 \right] \quad (4.2)$$

en donde  $U_{1D}(z, r)$  es la velocidad axial,  $U_{1D,eje}(z)$  es la velocidad en el eje del chorro y  $\beta/2$  es el semiángulo del chorro.

A la región transitoria del chorro, localizada en el frente del mismo, y que puede suponerse como un 30% de su longitud total no se le da una consideración especial en el modelo 1D.

La aparición de estos perfiles radiales y el ensanchamiento del chorro con la distancia axial, ocurre por el intercambio de momento entre el flujo inyectado

<sup>2</sup>En las tesis doctorales de Correas [9], López [10] y García [6] se puede encontrar una amplia revisión de diferentes distribuciones que han sido propuestas por los investigadores para representar los perfiles radiales, además de la justificación de la utilización del perfil Gaussiano en esta región del chorro.

y el gas ambiental. La ecuación general del flujo de momento para velocidades de inyección transitorias viene dada por:

$$\dot{M}(z_i, t) - \dot{M}(z_{i+1}, t) = \frac{d}{dt} \left[ \int_0^R \rho(z, r, t) U_{1D}^2(z, r, t) 2\pi r dr \right] \quad (4.3)$$

Para velocidades de inyección constantes, el flujo de momento  $\dot{M}(z)$  es conservativo en cualquier sección perpendicular al eje del chorro en la sub-zona estacionaria, i.e., la ecuación de conservación del momento axial viene a ser entonces:

$$\dot{M}_0 = \dot{M}(z) = \int_0^R \rho(z, r) U_{1D}^2(z, r) 2\pi r dr \quad (4.4)$$

donde  $\dot{M}_0$  y  $\dot{M}(z)$  son el flujo de momento a la salida del orificio y en una sección transversal del chorro a una distancia  $z$ , respectivamente. La variable  $\rho(z, r)$  es la densidad local.

Por lo tanto, el modelo 1D resuelve el campo de velocidad axial basado en las Eq. 4.3 y 4.4 (según sea el chorro transitorio o estacionario, respectivamente), además de utilizar perfiles radiales para transformar un problema bidimensional  $(z, r)$  en uno unidimensional (Ecuaciones 4.1 y 4.2 según la sub-zona considerada).

Finalmente, en la tabla 4.1 se definen las condiciones de contorno para la simulación de un chorro Diesel en condiciones no evaporativas como si fuese un chorro monofásico iso-termo. Más detalles sobre la resolución de las ecuaciones de conservación pueden encontrarse en el trabajo de Pastor et al. [7].

**Tabla 4.1.** Definición de condiciones de contorno para el chorro gaseoso equivalente al chorro Diesel no evaporativo en el modelo 1D.

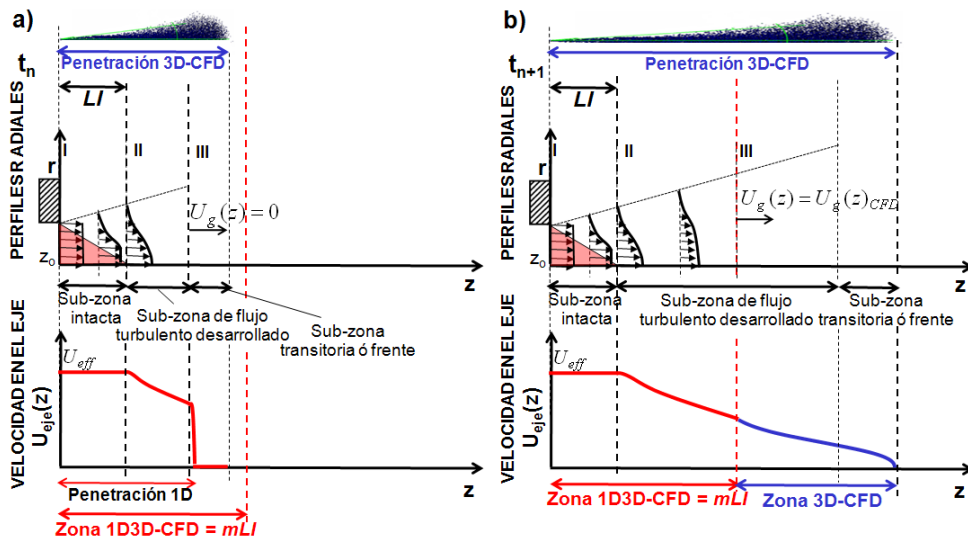
Tipo de contorno	Descripción y/o variables
Flujos a la salida del orificio	Momento ( $I_0$ ) y flujo másico ( $\dot{m}_0$ ) de combustible medidos experimentalmente
Morfología	Ángulo de cono ( $\beta$ ) y perfiles radiales exponenciales
Ley de mezcla	Mezcla isoterma de combustible/aire (las densidades de los fluidos son necesarias para el cálculo de la densidad local)

### 4.3. Modelo Euleriano-Lagrangiano 1D3D-CFD

#### 4.3.1. Metodología de acoplado

Debido a las limitaciones ya comentadas del mallado del *CFD* en la zona cercana a la tobera, el planteamiento de este trabajo consiste en utilizar en dicha zona el modelo *1D* para calcular la fase gaseosa. De esta manera, la velocidad axial del chorro gaseoso proveniente del modelo *1D*  $U_{1D}(z, r)$  sustituye la velocidad axial del gas del *3D*  $U_g(z)$ , en el cálculo de la velocidad relativa  $U_{rel}$  desde la salida del inyector hasta una cierta distancia.

Esta distancia es definida como  $mLI$ , donde  $LI$  es la longitud de la sub-zona intacta del chorro gaseoso equivalente (i.e. distancia en la cual  $U_{1D,eje}(z)$  es igual a  $U_0$ ). Este cambio en la velocidad relativa afectará, por tanto, a las fuerzas de arrastre (intercambio de *CDM*), a la dispersión turbulenta y a los fenómenos de atomización que se calculan en el modelo *3D*.



**Figura 4.2.** Esquema de la metodología de acoplamiento 1D3D desde el punto de vista de los perfiles radiales de velocidad y la velocidad en el eje de la fase gaseosa y para dos instantes de tiempo diferentes: (a)  $t_n$  y (b)  $t_{n+1}$  [11].

La metodología del acoplamiento se explica en la figura 4.2 (a) y (b) del trabajo presentado por García-Oliver et al. [11] en donde se muestra la evolución del chorro *CFD*, una representación de los perfiles radiales de velocidad del gas y de la velocidad del gas en el eje impuestas para diferentes

pasos de tiempo  $t_n$  y  $t_{n+1}$ . La implementación de los perfiles radiales Semi-Gaussiano (Eq. 4.1) y Gaussiano (Eq. 4.2) depende de la penetración 3D del chorro, la cual como se mencionó en el Capítulo 3, es la distancia axial desde la salida de la tobera que contiene el 95 % de la masa de combustible líquido inyectado.

En un chorro con penetración menor que el límite  $mLI$  de la zona 1D3D (figura 4.2-(a)),  $U_g(z)$  es calculada usando la Eq. 4.1 en la sub-zona intacta, mediante la Eq. 4.2 para la sub-zona de flujo turbulento desarrollado y tiene un valor de cero en la región entre la penetración del chorro 1D y la penetración del chorro 3D.

En un chorro con penetración mayor que el límite  $mLI$  de la zona 1D3D (figura 4.2-(b)),  $U_g(z)$  es calculada usando la Eq. 4.1 en la sub-zona intacta, por la Eq. 4.2 para la sub-zona de flujo turbulento desarrollado y después de la zona de corrección es calculada por defecto por el código 3D-CFD.

#### 4.3.2. Modelo Euleriano-Lagrangiano 3D-CFD de base

En el capítulo 2 se presentó la descripción y ecuaciones fundamentales del modelo 3D estándar de chorros, el cual viene a ser la estructura numérica de base del modelo acoplado 1D3D. Por lo tanto, en este apartado se recuerda brevemente el tratamiento de la fase gaseosa, la dinámica de la fase líquida y los sub-modelos de chorro utilizados para las simulaciones, centrándose en las modificaciones que se llevan a cabo para poder realizar el acoplamiento 1D3D.

- **Fase gaseosa:** Se resuelve a través de las ecuaciones Eulerianas *RANS* de conservación de masa, cantidad de movimiento y energía, las cuales consideran la presencia de las gotas a través de los términos fuentes de interacción y la relación volumétrica de las fases líquido/gas en una celda, lo que se realiza internamente en *Star-CD* y, no hay ninguna modificación directa a las mismas del modelo 1D3D al 3D
- **Fase líquida:** Se resuelve mediante la formulación Lagrangiana, en la que el movimiento de las “parcels” de gotas es determinado a partir de la Ley de Newton. El término fuente de cantidad de movimiento de interacción de los “parcels” con el gas, se determina considerando la fuerza de arrastre causada por la velocidad relativa de las fases. Es en el cálculo de la velocidad relativa en donde el 1D3D modifica al 3D, al introducir la velocidad del gas proveniente del 1D en lugar de la del 3D. Más detalles de la implementación se presentarán en los apartados siguientes

▪ **Sub-modelos de chorro líquido:** Los sub-modelos de chorro son también utilizados en el modelo 1D3D para simular los diferentes fenómenos físicos del chorro bifásico, i.e. atomización primaria y secundaria, coalescencia, cantidad de movimiento (coeficiente de arrastre) y la dispersión turbulenta de las gotas. La configuración utilizada es la que se planteó en el capítulo 3, resultante de la evaluación del modelo 3D estándar (tabla 3.3), pero con la introducción de algunas modificaciones que se citan a continuación:

- La atomización primaria, coalescencia y coeficiente de arrastre se modelan utilizando los sub-modelos de Huh-Gosman (*HG*) [12], O'Rourke (*OR*) [13] y Wallis [14]
- El sub-modelo Hsiang-Faeth *HF* [15] de atomización utiliza la velocidad relativa para el cálculo de las variables de “break-up”, y se ha observado que la tasa de ruptura es más rápida si se utiliza el modelo de chorro 1D3D que si se utiliza el modelo 3D estándar. Con la finalidad de evitar gotas con un diámetro demasiado pequeño, no se han modificado las constantes del sub-modelo *HF* de forma arbitraria, sino que el cálculo del diámetro estable se ha restringido usando una ecuación fenomenológica.

La metodología y los resultados obtenidos han sido presentados en el trabajo de Margot et al. [16]. Cabe destacar que no sólo las simulaciones 1D3D que serán presentadas en el apartado de resultados llevan esta modificación en el sub-modelo de atomización secundaria, sino también las simulaciones 3D que igualmente serán referidas como simulaciones estándar

- El cálculo de la dispersión turbulenta de las gotas por la interacción del campo de flujo turbulento se realiza igualmente con el modelo estocástico propuesto inicialmente por Dukowicz [17], que asume un comportamiento isotrópico de la turbulencia. Debido a que *Star-CD* es un código con el que no se puede acceder directamente a las ecuaciones del gas, la alternativa para realizar el acoplamiento es la de devolver al código una fuerza de arrastre cero en cada paso de tiempo, lo que desactiva el cálculo de las velocidades turbulentas de la fase gaseosa con la consecuencia de que el chorro no se disperse adecuadamente.

Tal como se comenta en el capítulo de revisión, existen dos implementaciones del mismo, *Star-CD* emplea la de Ionnides. Sin embargo, con la implementación del acoplamiento 1D3D, este

submodelo se desactiva, y en su lugar ha implementado el método de O'Rourke [18]<sup>3</sup>.

Entonces, se calcula la velocidad relativa utilizando la velocidad del gas proveniente del 1D y las velocidades turbulentas obtenidas con el sub-modelo implementado, para luego poder determinar la fuerza de arrastre que se introducirá en el término fuente de interacción de momento accesible en el código

#### 4.4. Estudio comparativo 1D3D vs 3D. Planteamiento

En este apartado se presentarán resultados de las simulaciones de chorro Diesel realizadas con el modelo 1D3D y utilizando diferentes resoluciones de malla. La finalidad es la de analizar su eficacia en la mejora del comportamiento del chorro simulado en la zona cerca a la inyección.

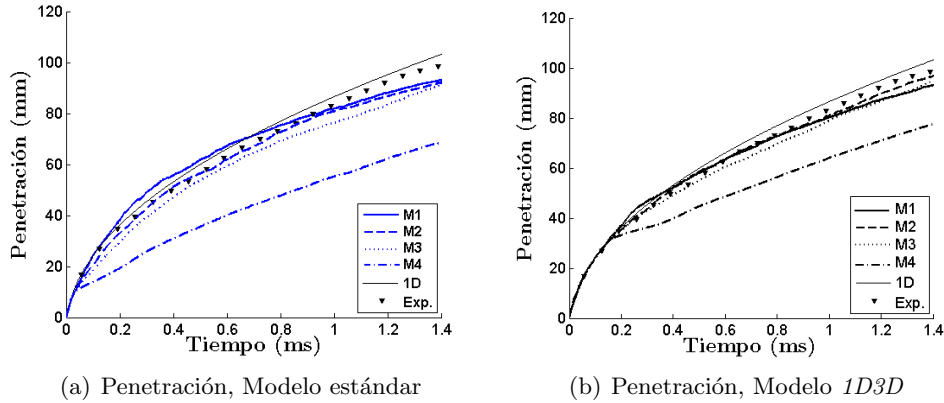
Las condiciones experimentales de inyección y de aire en cámara corresponden al chorro Diesel del trabajo de Siebers [20] descrito en el Capítulo 4 (densidad de aire de  $14.8 \text{ kg/m}^3$  y temperatura de aire  $452 \text{ K}$  y, con las mismas condiciones de inyección mostradas en la tabla 3.1). En los resultados se compararán las simulaciones con la penetración experimental, que junto con el ángulo del chorro, son las únicas medidas disponibles. El ángulo del chorro es de  $\Theta = 16.27^\circ$  para este caso.

Todas las simulaciones 3D estándar y 1D3D que a continuación se mostrarán, han sido realizadas con las mallas  $M1$ ,  $M2$ ,  $M3$  y  $M4$  mostradas en la tabla 3.6 y con sus respectivos pasos de tiempo de cálculo. El número de "parcels" inyectadas es de  $Np = 5 \cdot 10^6 s^{-1}$ , con la finalidad de evitar inestabilidades numéricas en los casos 1D3D.

En el chorro Diesel simulado con el modelo 1D3D propuesto, la zona corregida tiene una longitud de 5 veces la longitud de la sub-zona intacta ( $5LI$ ); siendo  $LI = 6.09 \text{ mm}$  para este chorro (longitud determinada con el modo 1D). Este valor de  $5LI$ , corresponde aproximadamente a la longitud de  $30 \text{ mm}$ , en la cual los términos de velocidad media del balance de cantidad de movimiento del flujo total y de la fase gaseosa, se igualan o tienen la misma tendencia en el chorro calculado utilizando el modelo estándar (ver figura 3.17 del Capítulo 3). Finalmente, el tiempo total de cálculo de los chorros que se presentan es de  $1.4 \text{ ms}$ .

---

<sup>3</sup>El algoritmo se encuentra en detalle en el código *KIVA-II* propuesto por Amsden y colaboradores [19].



**Figura 4.3.** Penetraciones del chorro Diesel calculado con los modelos 3D estándar y 1D3D, utilizando 4 resoluciones de malla distintas y, comparación con el modelo 1D de referencia.

## 4.5. Estudio comparativo 1D3D vs 3D. Resultados y discusión

A continuación se presentan resultados de validación del modelo 1D3D, los cuales se han dividido en diferentes sub-secciones dependiendo de la variable del chorro analizada. Para todas las variables se realizan comparaciones numéricas entre el modelo 3D estándar, el 1D3D y el modelo 1D de referencia.

### 4.5.1. Penetración

En las figuras 4.3 (a) y (b) se muestran la evolución en el tiempo de las penetraciones del frente del chorro calculadas y la experimental. La figura ubicada en la columna izquierda muestra resultados obtenidos con el modelo estándar (figuras (a)) y en la que está a la derecha, los resultados con el modelo 1D3D (figuras (b)).

En la zona cercana al punto de inyección, las penetraciones calculadas con el modelo 1D3D se superponen independientemente del tamaño o resolución de malla utilizada. Este no es el caso de las penetraciones obtenidas con el modelo 3D estándar, en donde se observa mucha más sensibilidad al tamaño de malla. Esta independencia con la malla se extiende hasta que el chorro alcanza el final de la zona corregida.



En la zona no corregida del chorro, las curvas de penetración tienden a separarse, como es el caso de las penetraciones obtenidas con el modelo estándar pero en menor grado. Las diferencias entre las penetraciones  $1D3D$  calculadas con las mallas  $M1$  y  $M4$  se han reducido considerablemente en comparación con las diferencias observadas entre las penetraciones con  $M1$  y  $M4$  del modelo estándar.

De estos primeros resultados se puede decir que con el modelo  $1D3D$  se logra una mayor independencia de malla de la penetración del chorro en la zona cercana a la tobera, y además, las penetraciones  $1D3D$  muestran mayor cercanía a la penetración experimental.

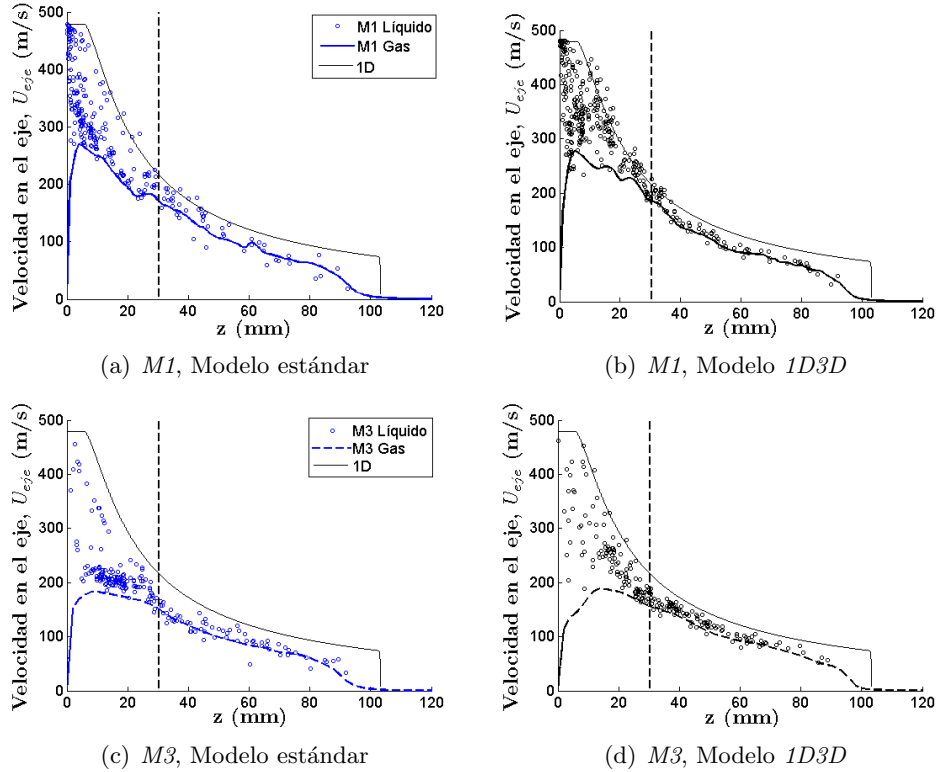
#### 4.5.2. Velocidad en el eje

Las figuras 4.4 (a)-(d), muestran las velocidades en el eje para las fases líquido (gotas) y gas en función de la distancia axial, simuladas con  $M1$  y  $M3$ , con los modelos estándar (figuras (a) y (c) a la izquierda) y  $1D3D$  a la derecha (figuras (b) y (d)). Se ha representado también la velocidad en el eje de un chorro gaseoso obtenida con el modelo  $1D$  y la línea vertical define el final de la zona corregida. Para este parámetro no se encuentran disponibles valores experimentales.

En todas las figuras se observa para los tres modelos el típico comportamiento de la velocidad en el eje de un chorro, sea éste gaseoso o líquido. En el caso del chorro líquido, en la zona muy cercana a la inyección, la velocidad de las gotas disminuye con el incremento de la distancia axial al orificio, y la velocidad del aire aumenta desde cero hasta un valor máximo, producto del englobamiento de aire por el chorro que evoluciona para luego comenzar a disminuir de la misma manera que las gotas.

En los casos  $1D3D$  de las figuras 4.4 (b) y (d) calculados con  $M1$  y  $M3$ , en la zona comprendida entre el punto de inyección y  $5IL$ , las velocidades de las gotas son mayores comparadas a las velocidades que se obtienen con el modelo estándar. Ésto resulta en una aceleración más lenta de la fase gaseosa en los cálculos  $1D3D$  comparados con los  $3D$ , debido a que la velocidad relativa es menor, es decir, las gotas se inyectan con la misma velocidad pero el  $3D$  ve la velocidad del aire en reposo, mientras que el  $1D3D$  ve la velocidad de una fase gaseosa ya en marcha (curva  $1D$  sobre la figura 4.4).

Después de aproximadamente  $5IL$  y en todas las simulaciones  $CFD$ , la velocidad de ambas fases se encuentran (el deslizamiento aire/gotas se reduce). Las velocidades en el eje de las gotas y el gas son ligeramente más cercanas a las determinadas con el modelo  $1D$  cuando las simulaciones son realizadas con



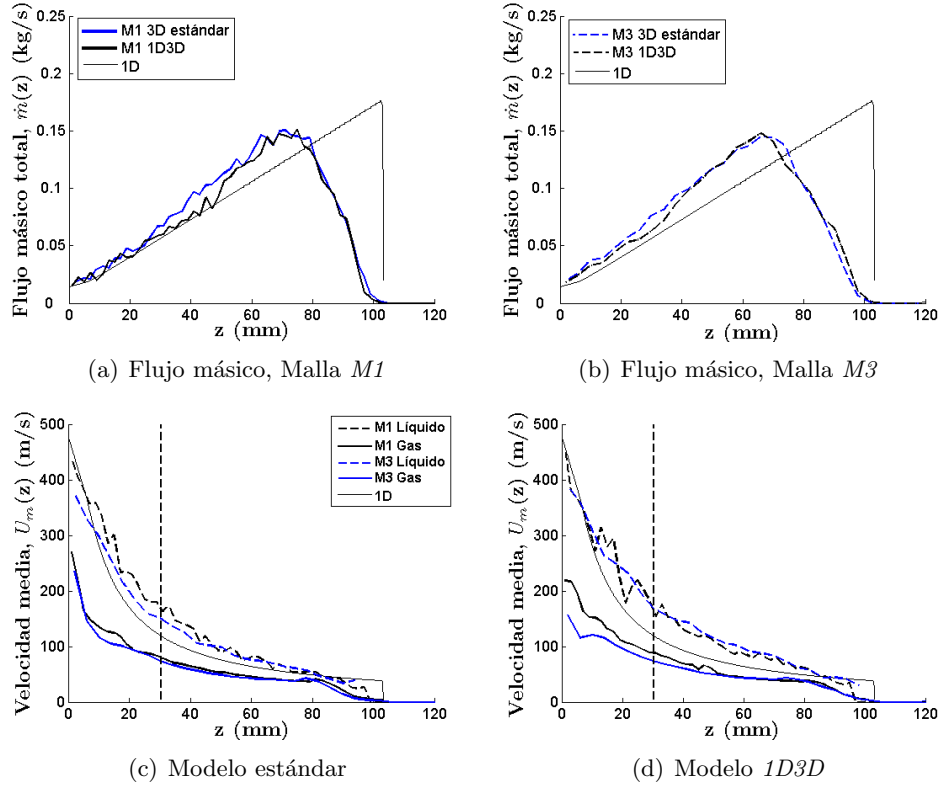
**Figura 4.4.** Velocidades en el eje de las fases líquida y gaseosa del chorro Diesel calculadas con los modelos 3D estándar y 1D3D, utilizando las mallas M1 y M3 y, comparación con el modelo 1D de referencia (flujo total).

el modelo 1D3D, especialmente en la malla más gruesa M3 de las dos mallas comparadas.

### 4.5.3. Parámetros obtenidos de integrales radiales del chorro

A partir del análisis de resultados de simulaciones llevado a cabo en el Capítulo 3, se concluyó que el estudio de los parámetros obtenidos al integrar en secciones perpendiculares al eje del chorro, es de gran utilidad para facilitar la comprensión de la interacción de las fases en el chorro líquido y por tanto la dinámica del mismo.

De esta manera, en este apartado se presentan resultados y análisis de flujos máxicos totales y velocidades medias de las fases en las figuras 4.5 (a)-(d).



**Figura 4.5.** Flujos másicos totales y velocidades del líquido y del gas en secciones radiales al eje del chorro Diesel calculados con los modelos 3D estándar y 1D3D, utilizando las mallas *M1* y *M3* y, comparación con el modelo 1D de referencia.

Los chorros *CFD* calculados con los modelos estándar y *1D3D* se muestran en curvas azules y negras, respectivamente, para las mallas *M1* (columna derecha) y *M3* (columna izquierda). El chorro calculado con el modelo 1D se muestra en curvas con línea muy fina y continua.

En las curvas de flujos másicos (figura 4.5 (a) y (b)) y en la región cercana a la inyección, de aproximadamente 30 *mm*, se pueden observar diferencias entre ellas, que sobre todo resultan más apreciables en los casos *CFD* de la figura (b) calculados con la malla *M3*. Las curvas de flujo másico obtenidas con el modelo *1D3D* se acercan más a la de referencia 1D en la zona cercana al orificio y considerando ambas mallas, que las obtenidas con el 3D estándar.

Después de esa distancia (aproximadamente 30 *mm*), las diferencias son aún mayores entre las curvas, los chorros *1D3D* engloban menos aire en general

en la zona desarrollada (aproximadamente 30 mm - 50 mm), acercándose aún más a la curva del chorro 1D.

Una característica de los flujos másicos *CFD* es la de crecer de forma no lineal con la distancia a la tobera, a diferencia del flujo de un chorro gaseoso cuasi-estacionario (como también se observó en los resultados del Capítulo 3). Esto puede explicarse por la presencia de un frente transitorio (“head vortex” en inglés) en los chorros líquidos que no se considera en el modelo 1D, el cual contribuye a que exista un mayor englobamiento de aire hacia el mismo, y por eso cambia el englobamiento en el frente. Este mayor englobamiento a causa del frente se traduce en una menor penetración del chorro líquido en la zona lejana, como puede observarse en las figuras 4.3 (a)-(b).

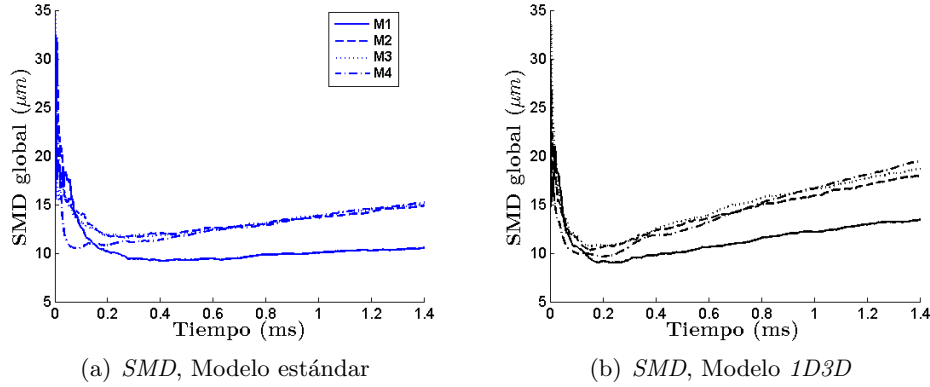
La no-linealidad del gasto másico puede ser también debido a que en un chorro gaseoso el flujo de cantidad de movimiento pasa directamente de la tobera a la fase gaseosa, mientras que en chorros líquidos pasa de la tobera a las gotas y de ahí a la fase gaseosa, con lo que esta última “tarda” más en ver englobamiento.

En las figuras 4.5 (c) y (d) se muestran las velocidades medias de las fases líquida y gaseosa *CFD*, calculadas con las mallas *M1* (en curvas de color negro) y *M3* (en azul), la velocidad media global del 1D y la línea vertical que define el final de la zona corregida. Se observa al comparar las figuras el efecto que produce el acoplamiento 1D3D en la velocidad media de las gotas con respecto al modelo estándar. En general, con el modelo 1D3D la fase líquida tarda un poco más en frenarse (figura (b)). Así mismo, en el caso 1D3D las velocidades de las gotas obtenidas con las mallas *M1* y *M3* se superponen, llegándose a observar más diferencias al comparar las velocidades del gas. En cambio, en el modelo 3D la fase líquida presenta cambios al modificar la malla, de acuerdo a lo ya visto anteriormente.

En resumen, en el modelo 1D3D las gotas ven una menor velocidad relativa, pues la fase gaseosa está en movimiento, con lo que el intercambio de *CDM* líquido-gas es menor y con ello el englobamiento. Ello justifica una penetración ligeramente mayor que en el modelo estándar *CFD*.

#### 4.5.4. Tamaños de gotas

Con respecto al diámetro medio de Sauter (*SMD*) (figuras 4.6 (a) y (b)), al comparar las evoluciones obtenidas con los modelos estándar y 1D3D, éstas resultan ser muy similares para las 4 mallas. En los casos 1D3D las curvas son aún más parecidas entre sí durante el tiempo en el cual tiene lugar el



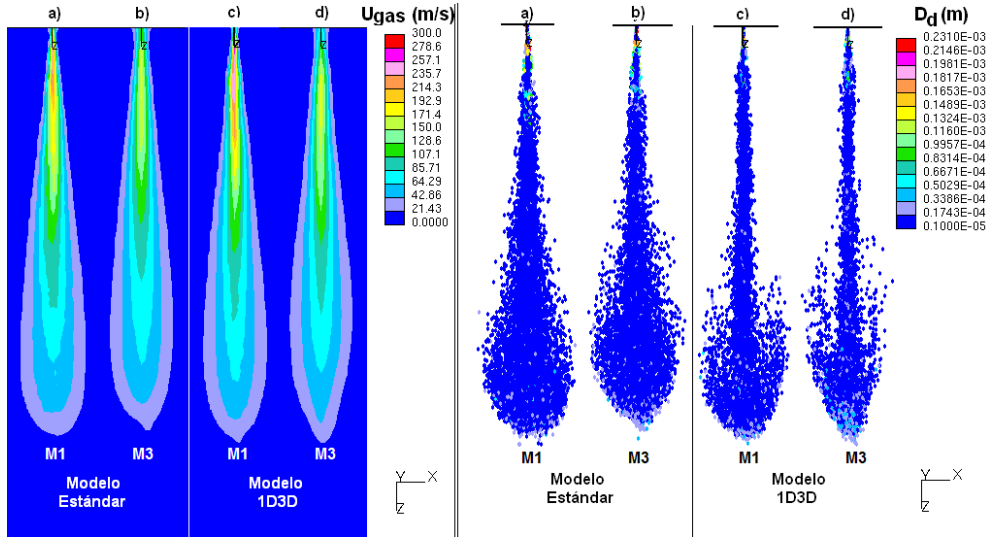
**Figura 4.6.** SMD global del chorro Diesel calculado con los modelos 3D estándar y 1D3D, utilizando 4 resoluciones de malla distintas.

acoplamiento de los modelos 1D y 3D. Solamente la malla más fina M1 se desmarca del resto en ambos planteamientos.

Al parecer, el fenómeno del aumento del SMD en el tiempo, que se atribuye al sub-modelo de coalescencia, es más pronunciado en los casos 1D3D que en los estándar. Dicho resultado sería coherente con la menor velocidad relativa que ven las gotas en el 1D3D frente al 3D. Es claro que, con la corrección introducida al cálculo de la cantidad de movimiento de las fases, no se reducen las diferencias entre las curvas de SMD al cambiar la resolución de malla.

Como complemento a los resultados, en la figura 4.7 se comparan los contornos de magnitud de velocidad del gas y el aspecto general de los chorros calculados con los modelos estándar, 1D3D y las mallas M1 y M3. Al observar los perfiles de velocidades del gas, el contorno de velocidad máxima desde el punto de inyección y más cerca al eje tiene valores más elevados en el caso 1D3D que en el estándar, siendo en general muy similares las formas de dichos contornos.

Al comparar los chorros representados por sus gotas, se observa la presencia de gotas de mayor tamaño en la región cercana a la inyección y en la región del frente de los chorros, en esta última región auspiciado por la presencia de la coalescencia. En los chorros calculados con los modelos estándar y 1D3D, se observan diferencias en la dispersión de las gotas. Los chorros 1D3D presentan en general una menor dispersión en lo que serían las zonas cercana y de flujo desarrollado, además de observarse una menor concentración de gotas en la región del frente.



**Figura 4.7.** Comparación de contornos de magnitud de velocidad del gas (izquierda) y de los diámetros de gotas (derecha) de los chorros Diesel calculados utilizando las mallas M1 y M3 y los modelos 3D estándar y acoplado 1D3D: (a) y (b) 3D y, (c) y (d) 1D3D ( $t=1.4\text{ms}$ ).

## 4.6. Síntesis y conclusiones

En este capítulo se ha desarrollado la metodología para la implementación de un modelo acoplado *E-L 1D3D-CFD* en el código comercial *Star-CD*, para la simulación de chorros Diesel en condiciones no evaporativas y tasa de inyección constante.

La base del modelo la constituye el modelo *E-L 3D-CFD* para chorros líquidos, el cual resuelve las ecuaciones de conservación gota/gas y el modelo *Euleriano-1D* de chorros interviene en la corrección de la velocidad relativa gota/gas, y por tanto en el cálculo del término fuente de interacción de cantidad de movimiento.

Se han presentado simulaciones de chorro Diesel con los modelos 3D estándar y 1D3D utilizando 4 mallas computacionales de diferente resolución y, para una condición de inyección (tasa rectangular) y ambiental de la cámara de combustión (ambiente a baja densidad y temperatura). Los resultados fueron analizados en función de la penetración, velocidad en el eje, parámetros en secciones radiales del chorro y diámetro medio global. Además, se realizaron

comparaciones de los resultados obtenidos con los modelos *CFD*, el modelo *1D* de referencia y la penetración experimental.

A partir de los estudios presentados, se puede decir que los chorros calculados con el modelo acoplado *1D3D* presentan parámetros estructurales más insensibles a la variación de la resolución de la malla que los calculados con el *3D* estándar. En general, los chorros *1D3D* reflejan una buena estimación de su dinámica.

El efecto del acoplamiento es evidente en los parámetros asociados a las gotas, que es la fase que “ve” directamente la velocidad del *1D*, y menos en la fase gaseosa. En este sentido, las gotas del modelo *1D3D* ven una menor velocidad relativa, reduciendo el intercambio de *CDM* y, con ello, el englobamiento de gas, con el consiguiente efecto sobre la penetración.

El modelo *1D3D* no elimina totalmente la independencia de malla, pero la reduce notablemente en la zona cercana al orificio, que era el objetivo. Por otra parte, el pequeño orden de magnitud de las diferencias entre el *1D3D* y el *3D* para la malla original indica que este caso estaba notablemente optimizado.

En el siguiente capítulo se complementan estos resultados con la aplicación del modelo propuesto en chorros con diferentes condiciones de inyección y ambientales inertes.

## Bibliografía

- [1] Abraham J. “*Entrainment Characteristics of Transient Jets.*” Numerical Heat Transfer, Part A, Vol. 30, pp. 347-364, 1996.
- [2] Aneja, R. y Abraham, J. “*How far does the liquid penetrate in a Diesel engine: Computed results vs. measurements?*.” Combustion Science and Technology, Vol.138, N°1-6, pp. 233-255, 1998.
- [3] Post S., Iyer V. y Abraham J. “*A study of near-field entrainment in gas jets and sprays under Diesel conditions.*” *J. of Fluids Engineering*, Vol. 22, pp. 385-395, 2000.
- [4] Abani N. *Improvements in Multi-dimensional Modeling of Unsteady Turbulent Diesel sprays and Engine Combustion.* Tesis Doctoral, University of Wisconsin-Madison, 2009.
- [5] *Computational Dynamics Ltd., STAR-CD Versión 4.08.* Methodology manual, 2005.
- [6] García-Oliver J.M. *Aportaciones al Estudio del Proceso de Combustión Turbulenta de Chorros en Motores Diesel de Inyección Directa.* Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos, Universidad Politécnica de Valencia, España, 2003.
- [7] Pastor J.V. , López J.J, García-Oliver J.M. y Pastor J.M. “*A 1D model for the description of mixing-controlled inert Diesel sprays.*” *Fuel*, Vol. 87, pp. 2871-2885, 2008.
- [8] García-Oliver J.M., Margot X., Chavez M. y Karlsson A. “*Coupling Methodology of One-dimensional and Multi-dimensional Computational Fluid Dynamics CFD Models for the Simulation of Diesel Sprays.*” *Proceedings book of the Modelling for Addictive*

- Behaviour, Medicine and Engineering Congress, Universidad Politécnica de Valencia, España, 2010.
- [9] Correas D. *Estudio Teórico-Experimental del Chorro Libre Diesel Isotermo*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos, Universidad Politécnica de Valencia, España, 1998.
- [10] López J.J. *Estudio Teórico-Experimental del chorro libre Diesel no evaporativo y de su interacción con el movimiento del aire*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos, Universidad Politécnica de Valencia, España, 2003.
- [11] García-Oliver J.M., Margot X., Chavez M. y Karlsson A. “A combined 1D3D-CFD approach for reducing mesh dependency in Diesel spray calculations”. *Mathematical and Computer Modelling*, Vol. 54, No. 7-8, pp.1732-1737,2011.
- [12] Huh K.Y. y Gosman A.D. “A Phenomenological Model of Diesel Spray Atomization.” *Proc. Int. Conf. on Multiphase Flow*, Japan, September, pp. 24-27, 1991.
- [13] O’Rourke P.J. *Collective Drop Effects on Vaporising Liquid Sprays*. Tesis Doctoral, University of Princeton, 1981.
- [14] Wallis G.B. *One Dimensional and Two Phase Flow*. McGraw-Hill Book Co., New York, 1969.
- [15] Hsiang L.P y Faeth G.M. “Near-limit Drop Deformation and Secondary Breakup.” *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 18(5), pp. 635-652, 1992.
- [16] Margot X., Payri R., Gil A., Chávez M. y Pinzello A. “Combined CFD-Phenomenological Approach to the Analysis of Diesel Sprays Under Non-evaporative conditions.” *SAE Paper 2008-01-0962*, 2008.
- [17] Dukowicz J.K. “A Particle-Fluid Numerical Model for Liquid Sprays.” *Journal of Computational Physics*, Vol. 35, pp. 229-253, 1980.
- [18] O’Rourke P.J. “Statistical Properties and Numerical Implementation of a Model for Droplet Dispersion in a Turbulent Gas”. *Journal of Computational Physics*, Vol. 83, pp. 345-360, 1989.
- [19] Amsden A., O’Rourke P. J. y Butler T. D. *KIVA-II: A Computer Program for Chemically Reactive Flows with Sprays* Technical report No. LA-11560-MS, Los Alamos National Laboratory, Mayo, 1989.
- [20] Siebers D. “Effects of Gas Density and Vaporization on Penetration and Dispersion of Diesel Sprays”. *SAE Paper 960034*, 1996.



# Capítulo 5

## Aplicaciones del modelo Euleriano-Lagrangiano *1D3D-CFD*

### Contenido

---

5.1. Introducción.....	132
5.2. Medidas experimentales .....	132
5.2.1. <i>CMT</i> -Motores Térmicos .....	132
5.2.2. <i>Sandia National Laboratories</i> .....	133
5.3. Chorros no-evaporativos con tasa variable .....	134
5.4. Chorros no evaporativos. Efecto de la densidad ambiente .....	137
5.5. Chorros evaporativos. Efecto de la temperatura ambiente .....	142
5.6. Comparación entre chorros evaporativos y no evaporativos .....	147
5.7. Síntesis y conclusiones.....	148
5.A. Anexo: Configuración física de base de las simulaciones <i>1D</i> y <i>CFD</i> para los chorros evaporativos .	150
5.B. Anexo: Influencia de las propiedades del combustible sobre la longitud líquida máxima .....	152
Bibliografía.....	154

---

## 5.1. Introducción

En este capítulo se amplían los resultados presentados en el Capítulo 4, al comparar simulaciones de chorros Diesel realizadas con los modelos *3D* y *1D3D CFD*, para diferentes condiciones de inyección y ambientales. Frente a los casos analizados hasta ahora en esta tesis donde el chorro se inyectaba con una tasa de inyección constante en el tiempo, en un ambiente a la misma temperatura que el combustible para evitar evaporación, ahora se van a relajar alguna de estas hipótesis considerando tasas de inyección que pueden cambiar con el tiempo (apartado 5.3), analizando valores de densidad diferentes a los utilizados hasta ahora (apartado 5.4) o considerando el proceso de evaporación al inyectar en un ambiente a alta temperatura (apartado 5.5).

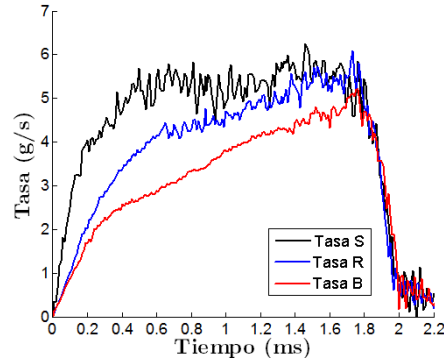
Los objetivos perseguidos en los diferentes apartados son el estudio de la física del chorro en las diferentes condiciones y el análisis de la aplicabilidad del modelo *1D3D* propuesto, para mejorar las simulaciones cuando se cambia la resolución de la malla. Como aplicación de los resultados del modelo, en el apartado 5.6 se realiza la comparación entre los parámetros estructurales de los chorros no evaporativos y los evaporativos, para identificar diferencias sobre todo en el englobamiento de los mismos.

La metodología de análisis de los parámetros del chorro que se utiliza en los estudios ha sido descrita en el Capítulo 3. Las configuraciones numéricas de los chorros inyectados a tasa aproximadamente constante y en condiciones no evaporativas, tanto *3D* como *1D*, son similares a las descritas en los Capítulos 3 y 4. Sin embargo, algunos aspectos metodológicos son complementados en los estudios realizados en chorros con tasa variable y en condiciones de evaporación. Para éstos últimos, en el apartado de Anexos, se complementan los estudios de configuración física de las simulaciones y estrategias de simulación para abordar dificultades en el ajuste de la longitud líquida.

## 5.2. Medidas experimentales

### 5.2.1. CMT-Motores Térmicos

En el estudio de chorros inyectados con tasa variable en el tiempo (apartado 5.3), se han seleccionado los datos experimentales de tres casos presentados por López [1]. Estas medidas fueron obtenidas con un sistema de inyección prototipo para variar la forma de la tasa de inyección. Por razones de confidencialidad, el autor no da más detalles sobre este sistema en su trabajo, pero comenta que el inyector es de tipo *Valve Covered Orifice (VCO)* (en



**Figura 5.1.** Tasas de inyección generadas por un sistema propotipo (López [1]).

inglés), caracterizado porque la propia aguja del inyector multiorificio controla directamente la apertura y cierre de las toberas, de diámetros nominales  $166 \mu m$ .

Los chorros fueron inyectados en aire con una densidad de  $45 \text{ kg/m}^3$ . En la figura 5.1 se muestran las tasas reales de inyección de estos chorros. López las denominó *S*, *R* y *B*, en referencia a la forma de la tasa, “Square”, “Ramp” y “Boot” (en inglés), manteniéndose esta nomenclatura en este trabajo.

### 5.2.2. Sandia National Laboratories

En los estudios de los Capítulos 3 y 4 se utilizó un chorro Diesel de referencia inyectado a tasa constante y en condiciones de baja temperatura ambiental, presentado por Siebers [2], con densidad de aire de  $14.8 \text{ kg/m}^3$  y temperatura de aire de  $452 \text{ K}$  con las condiciones de inyección mostradas en la tabla 3.1.

En el apartado 5.4 del presente capítulo se presentarán simulaciones de chorros para otras dos condiciones. Las condiciones de inyección son las mismas que en el chorro de referencia, pero en condiciones ambientales no evaporativas diferentes. En la tabla 5.1 se lista la matriz de puntos experimentales para diferentes densidades de aire. De estos chorros se encuentran disponibles valores experimentales de penetración y ángulo.

Posteriormente (apartado 5.5) se ampliarán los resultados considerando chorros Diesel evaporativos provenientes del mismo artículo, cuyos datos se encuentran ubicados en la base de datos *ECN* [3]. De estos chorros se disponen

**Tabla 5.1.** Datos experimentales de Sandia [2]. Condiciones ambientales y medidas de ángulo de chorro para chorros en condiciones no evaporativas.

Casos	$\rho_a(kg/m^3)$	$T_a(K)$	$\beta(^{\circ})$
1	14.8	452	16.2
2	30.2	452	20.1
3	60.6	451	21.85

parámetros característicos como la penetración del frente (vapor), la longitud líquida máxima y el ángulo.

De la misma manera que para los chorros en condiciones no evaporativas, sólo se han considerado los casos correspondientes a la tobera con un diámetro nominal de orificio de  $257 \mu m$  del conjunto de toberas utilizadas por Siebers. En la tabla 5.2 se encuentra la matriz de puntos experimentales en donde nuevamente la densidad del aire es la condición variada.

**Tabla 5.2.** Datos experimentales de Sandia [2]. Condiciones ambientales y medidas de ángulo de chorro para chorros en condiciones evaporativas inertes.

Casos	$\rho_a(kg/m^3)$	$T_a(K)$	$\beta(^{\circ})$
1	13.9	1001	14.8
2	28.6	1000	18.4
3	58.4	1004	20.3

### 5.3. Chorros no-evaporativos con tasa variable

Se presentan a continuación los resultados de las simulaciones de chorro Diesel para las tres tasas de inyección de la figura 5.1. Las condiciones iniciales y de contorno para el modelado de chorros 1D y 3D, fueron presentadas en las secciones 3.4.1 y 3.4.2, respectivamente. Los sub-modelos de turbulencia y de chorro líquido utilizados en las simulaciones 3D y 1D3D fueron descritos también en las secciones 3.4.2 y 4.3.

Para los cálculos 3D-CFD de chorros en este estudio, se utilizará una malla denominada  $M1^*$  que es igual en configuración a la malla  $M1$  empleada en los Capítulos 3 y 4, pero está escalada con el diámetro del orificio. La malla  $M1^*$  es más fina que  $M1$ , con el tamaño de celda radial cerca del punto de

inyección de  $\delta x = \delta y = 0.332 \text{ mm}$  (valor correspondiente a  $2D_o$  para el diámetro de tobera en este caso de  $D_o = 166 \mu\text{m}$ ).

De esta manera se presentarán resultados de los chorros calculados con las dos mallas  $M1^*$  y  $M1$ . El paso de tiempo para las simulaciones es de  $\delta t = 0.5 \mu\text{s}$  y con una duración total de cálculo de  $t = 2 \text{ ms}$ .

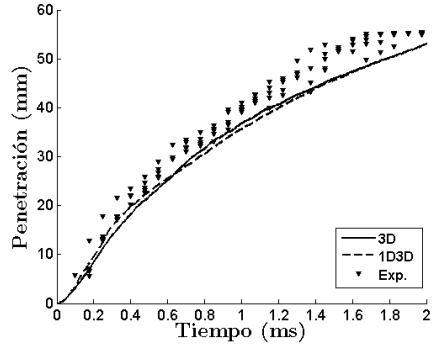
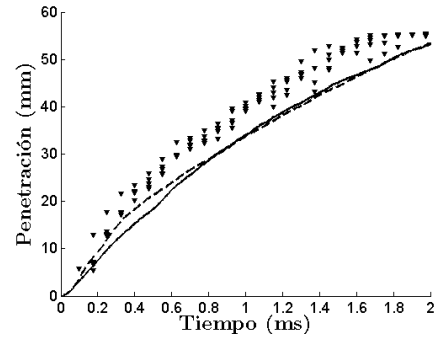
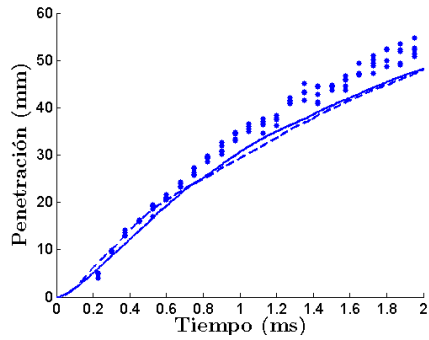
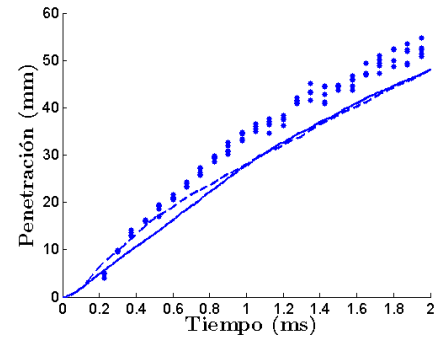
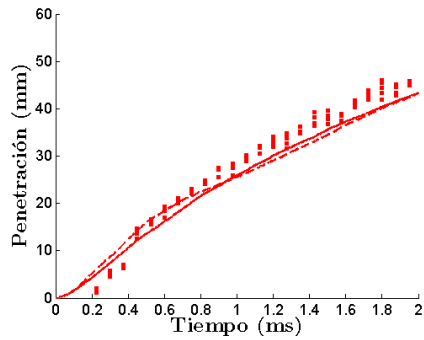
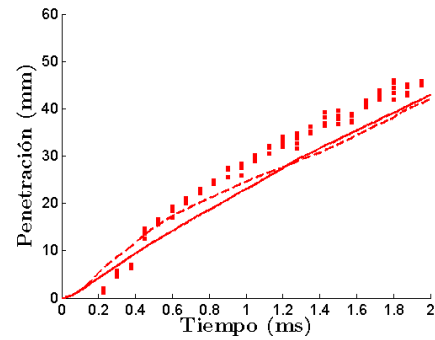
Antes de analizar los resultados, cabe mencionar que se realizó un estudio previo para encontrar un ajuste adecuado entre las penetraciones simuladas con el modelo  $1D$  de referencia y los valores experimentales, y éste se consiguió de forma razonable con la utilización en los datos de entrada de un coeficiente de área de la tobera de  $C_a = 0.8$  y el ángulo de chorro experimental. Por supuesto, el diámetro efectivo obtenido a partir de este coeficiente fue utilizado también en las simulaciones  $3D$  de chorros.

En la figura 5.2 se muestran las penetraciones experimentales y simuladas de los chorros inyectados con las Tasas  $S$ ,  $R$  y  $B$ . Desde el punto de vista físico, la penetración del chorro inyectado con Tasa  $S$  es mayor que con Tasa  $R$  y, ésta a su vez mayor que el inyectado con Tasa  $B$ . Este comportamiento es el esperado debido a la forma de la tasa; el chorro es inyectado con un flujo de cantidad de movimiento en el orificio que va decreciendo del caso  $S$  al  $R$  y luego al  $B$ .

En la misma figura las penetraciones de chorro  $CFD$  obtenidas con las mallas  $M1^*$  se muestran en la columna izquierda y con  $M1$  en la columna derecha. Se aprecia que las penetraciones  $1D3D$  son más cercanas a las experimentales en la zona cercana a la tobera en donde se aplica  $5IL = 9.75 \text{ mm}$ , que es igual para todos los chorros. Sin embargo, la influencia del acoplamiento se ve extendida hasta  $z = 20 - 25 \text{ mm}$  para  $M1^*$  y hasta  $z = 15 \text{ mm}$  para  $M1$ .

A partir de  $t = 1.0 \text{ ms}$ , el ajuste no es tan bueno. Para el caso  $B$ , la diferencia al final del tiempo de cálculo ( $2 \text{ ms}$ ) es de unos  $2 \text{ mm}$  respecto a los experimentales, algo más en el caso  $R$ , y es el caso  $S$  donde el desfase es mayor ( $5 \text{ mm}$  en  $1.6 \text{ ms}$ , pues las medidas están limitadas por el campo de visión óptico a partir de ese instante). Comparando los resultados entre mallas, se observa que la malla más fina  $M1^*$  produce mejores predicciones que la gruesa.

De estos resultados se puede decir que las penetraciones de los chorros inyectados con tasas variables y simulados con el modelo  $1D3D$  son menos dependientes de la malla en la zona cercana a la tobera y, todavía una cierta distancia después de ser liberados (cuando sólo son calculados con el  $3D$ ). Sin embargo, sus penetraciones en las últimas etapas de la inyección vuelven

(a) Tasa  $S$ , Malla  $M1^*$ (b) Tasa  $S$ , Malla  $M1$ (c) Tasa  $R$ , Malla  $M1^*$ (d) Tasa  $R$ , Malla  $M1$ (e) Tasa  $B$ , Malla  $M1^*$ (f) Tasa  $B$ , Malla  $M1$ 

**Figura 5.2.** Penetraciones de los chorros Diesel inyectados con tasas de combustible variables, calculadas con los modelos 3D estándar y 1D3D utilizando las mallas  $M1^*$  (izquierda) y  $M1$  (derecha), y su correspondiente comparación con experimentos.

al camino que recorrerían si no hubiesen sido corregidos, tal como se había observado en el Capítulo 4.

Las velocidades en el eje simuladas para las dos fases de los chorros se muestran en las figuras 5.3 (a)-(f) utilizando la malla  $M1^*$ . Los perfiles se han representado para tres instantes de tiempo de cálculo  $t = 0.5, 1.0$  y  $1.5$  ms. En cada chorro los perfiles de velocidades de las gotas y del gas varían según avanza el tiempo.

En chorros quasi-estacionarios como los estudiados en los Capítulos 3 y 4, las velocidades en el eje tienen el mismo perfil y pasan por el mismo “camino” a lo largo del eje sin importar el tiempo de cálculo, muy similar a lo que sucede con la tasa  $S$ . En cambio con las tasas  $R$  y  $B$ , las velocidades crecen con el tiempo debido al incremento en la tasa de cantidad de movimiento en la tobera.

El efecto de la aplicación del modelo  $1D3D$  en los chorros mostrados en la columna derecha es bastante claro, en estos chorros las velocidades de las gotas decaen menos abruptamente en comparación con los simulados con el modelo  $3D$ .

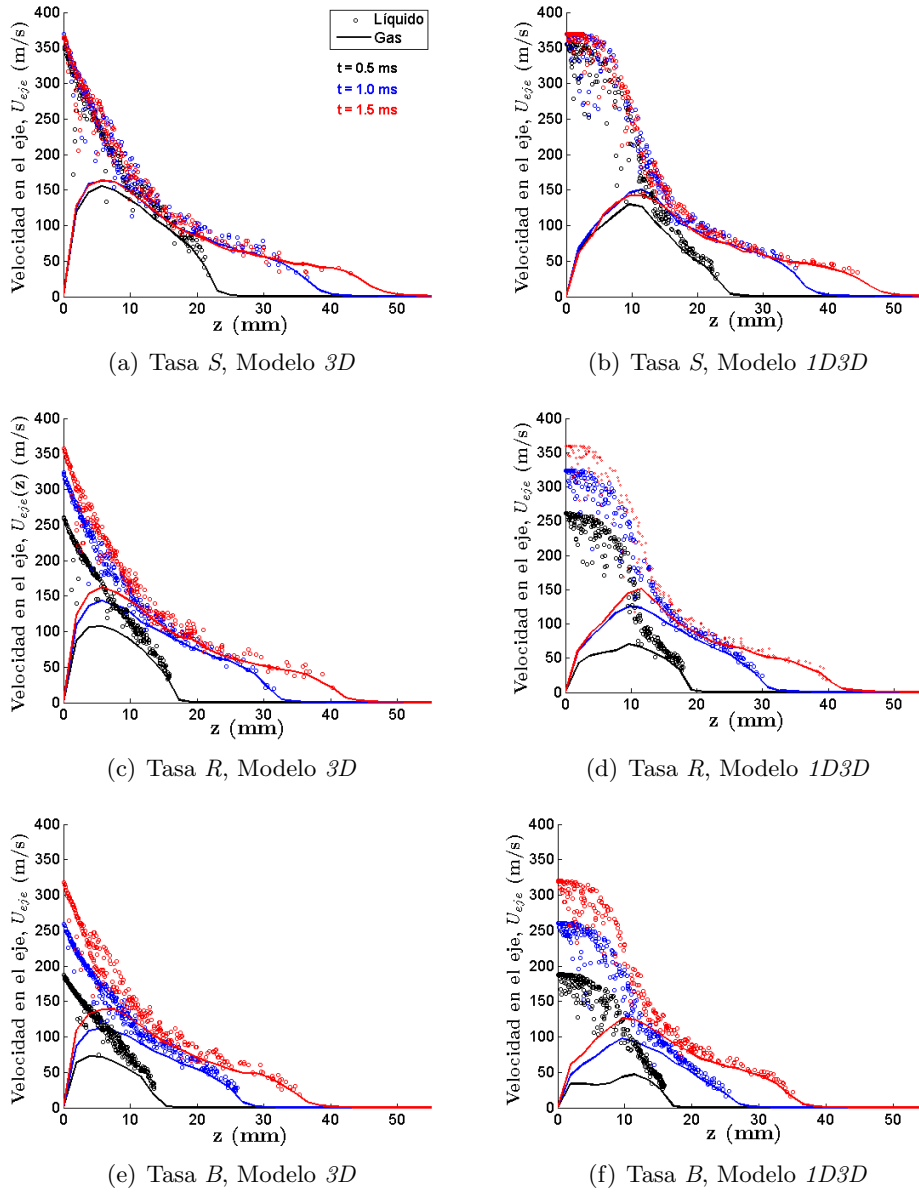
En las figuras 5.4 (a)-(c) se presentan los resultados en términos de flujos máxicos. Los flujos máxicos calculados en cada instante de tiempo son mayores en el chorro inyectado con tasa  $S$  que con tasa  $R$  y, éste a su vez mayor que el inyectado con Tasa  $B$ .

Al comparar los resultados entre los modelos  $3D$  y  $1D3D$ , los chorros  $1D3D$  tienden a englobar menos aire cerca de la tobera e instantes de tiempo cercanos. Lejos de la tobera y a instantes de tiempo más alejados, la tendencia se invierte y en el frente del chorro engloban más aire que los  $3D$ .

En conclusión, los resultados del modelo  $1D3D$  con tasas variables observan menor sensibilidad que el  $3D$  a la malla en la zona cercana al orificio, induciendo un menor englobamiento y una penetración inicial algo más rápida, que parece ajustar mejor los resultados experimentales. Sin embargo, a partir de la distancia en la que deja de actuar el acoplamiento  $1D3D$ , los resultados acaban siendo bastante similares a los del caso estándar.

## 5.4. Chorros no evaporativos. Efecto de la densidad ambiente

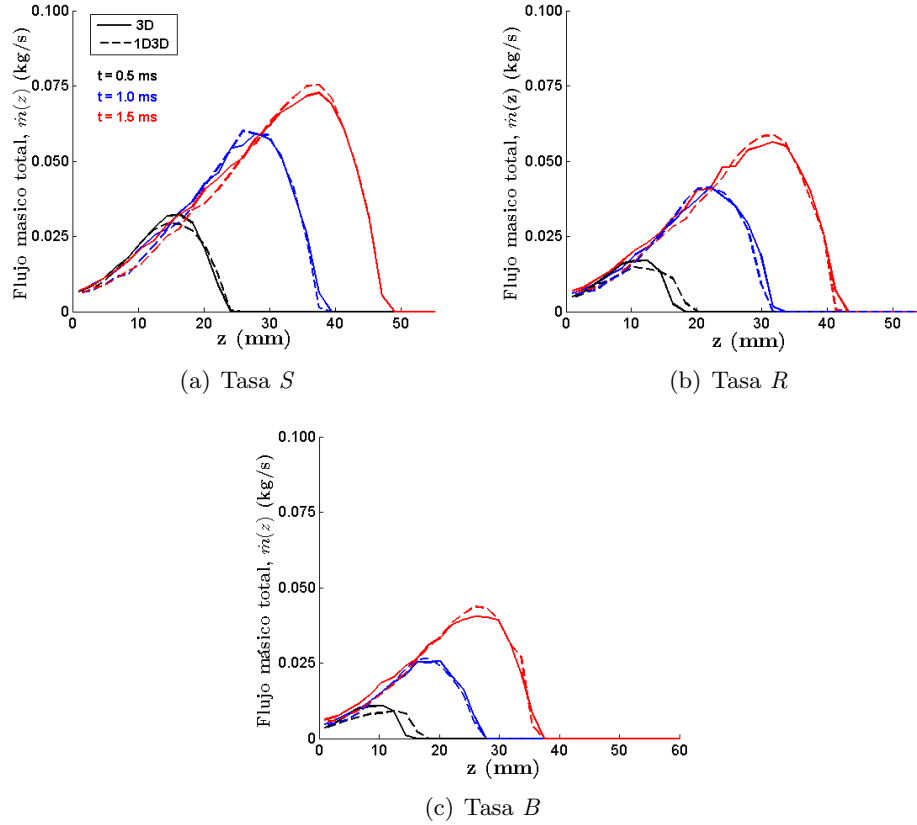
En este apartado se presentan los resultados de las simulaciones de chorro Diesel para las tres condiciones ambientales de la tabla 5.1. Para el modelado



**Figura 5.3.** Velocidades en el eje de las fases líquida y gaseosa de los chorros Diesel inyectados con tasas de combustible variables, para diferentes instantes de tiempo, calculados con los modelos  $3D$  estándar y  $1D3D$ , utilizando la malla  $M1^*$ .

CFD se utilizan las mallas  $M1$  y  $M3$  descritas en el Capítulo 3. El tiempo



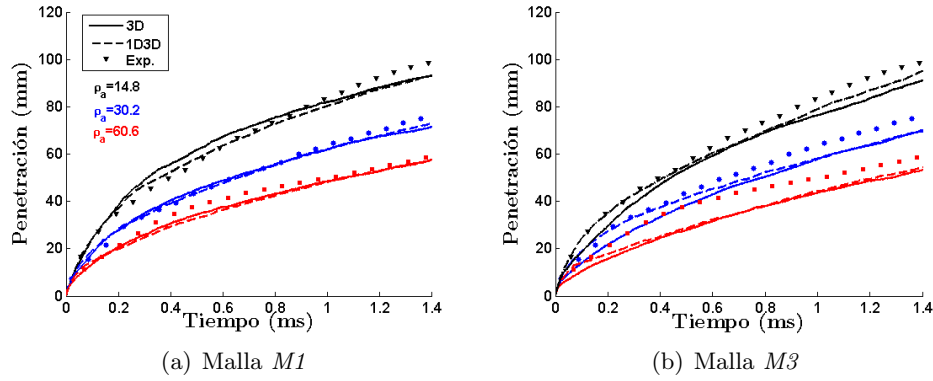


**Figura 5.4.** Flujo másico total en secciones perpendiculares de los chorros Diesel inyectados con tasas de combustible variables, para diferentes instantes de tiempo, calculados con los modelos 3D estándar y 1D3D, utilizando la malla M1\*.

total de cálculo de las simulaciones y los parámetros de chorro mostrados corresponden a  $t = 1.4 \text{ ms}$ .

En las figuras 5.5 (a) y (b) se muestran las penetraciones simuladas y los valores experimentales. Las penetraciones de chorro simuladas siguen la tendencia de las experimentales, siendo menor a medida de que aumenta la densidad del aire. Este comportamiento se debe a que al aumentar la densidad, el chorro engloba más masa de aire para la misma cantidad de movimiento inyectada, con lo que la velocidad media del flujo baja y el chorro penetra más despacio.

En las mismas figuras se puede observar que en los casos de la malla más fina M1, ambos planteamientos (1D3D y 3D) dan prácticamente los



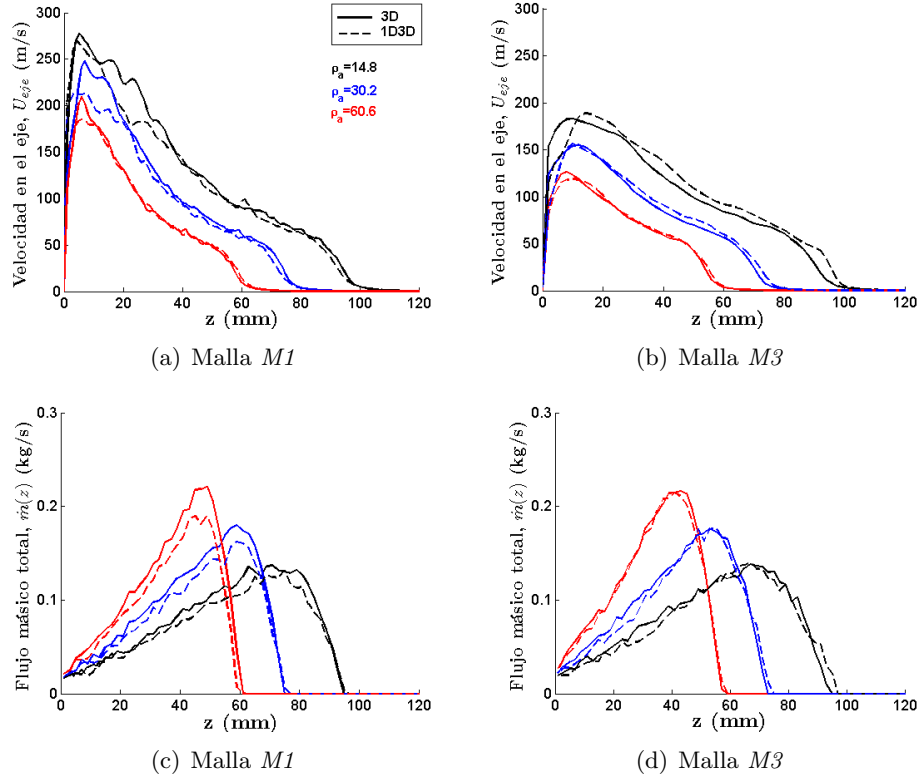
**Figura 5.5.** Penetraciones de los chorros Diesel inyectados a tasa de combustible constante y en diferentes densidades ambientales, obtenidas con los modelos 3D estándar y 1D3D, utilizando las mallas M1 (izquierda) y M3 (derecha), y su correspondiente comparación con experimentos.

mismos resultados. Sin embargo, en la malla más gruesa se observa que el caso 3D siempre sub-predice la penetración, mientras que en el 1D3D este hecho solamente ocurre a partir de una cierta distancia a la tobera, que equivale a la zona de corrección con el modelo 1D ( $5LI = 30.5, 18.15, \text{ y } 12.7 \text{ mm}$ , para las densidades de menor a mayor, respectivamente). Incluso, en el caso de la densidad más baja, la tendencia final de la curva del 1D3D está más cerca del valor experimental.

Continuando con los resultados, en las figuras 5.6 (a)-(d) se comparan las velocidades en el eje de la fase gaseosa de los chorros y los flujos másicos globales. Se puede entonces observar el típico comportamiento de las velocidades: una vez que alcanzan el valor máximo, disminuyen con la distancia axial. Los perfiles de velocidades de los chorros inyectados en aire a diferentes densidades se corresponden con el comportamiento de las penetraciones, cuya justificación se ha comentado anteriormente, esto es, más densidad implica menor velocidad y penetración más lenta.

En las figuras 5.6 (c) y (d) se observa que el flujo másico es mayor cuando la densidad del aire aumenta, hecho que se corresponde con una penetración del chorro menor en este caso. El englobamiento en los chorros 1D3D es ligeramente menor que en el 3D para todas las densidades, y este efecto es más marcado en los casos calculados con la malla M1.

Al comparar el 1D3D con el 3D se observa que en general el gas tarda más en ponerse en movimiento en el caso 1D3D. Este hecho es especialmente



**Figura 5.6.** Velocidades en el eje del gas y flujos másicos en secciones radiales de los chorros Diesel inyectados a tasa de combustible constante y en diferentes densidades ambientales, calculados con los modelos 3D estándar y 1D3D, utilizando las mallas M1 (izquierda) y M3 (derecha).

notable en la malla M3, y se puede justificar con el hecho de que en el modelo 1D3D las gotas ven un flujo de aire a una velocidad impuesta por el 1D, que es siempre mayor que la que ven en el caso 3D. Ello hace que el intercambio de cantidad de movimiento entre fases sea menor, y por tanto el englobamiento del aire en el chorro también se reduce respecto al caso 3D, como se observa en los resultados. Se sigue observando un cierto efecto de la malla cerca del orificio, pero el 1D3D tiende a compensarlo ligeramente.

En resumen, el estudio de densidad ambiente muestra que al aumentar este parámetro respecto de las condiciones de referencia de capítulos anteriores el modelo 1D3D y 3D tienen predicciones muy similares si se emplea una malla suficientemente fina, muy cercanas en ambos casos a los valores experimentales.

Por otra parte, si se emplea una malla más gruesa se observan predicciones mejores del 1D3D frente al 3D en la zona cercana a la tobera a baja y media densidad, mientras que a alta densidad los resultados tienden en ambos casos a sub-predecir la experimental con la malla gruesa. En cierta forma, el 1D3D parece resolver algunos problemas de sensibilidad de malla, si bien no todos.

## 5.5. Chorros evaporativos. Efecto de la temperatura ambiente

En este estudio se comparan los resultados de las simulaciones de chorro Diesel en condiciones de alta temperatura ambiental, para las tres densidades de aire de la tabla 5.2. Igualmente que en el estudio anterior, el tiempo total de cálculo de las simulaciones y los parámetros de chorro mostrados corresponden a un tiempo de  $t = 1.4 \text{ ms}$ .

Las configuraciones numéricas de los modelos en estas condiciones se describen a continuación:

- **Modelo 1D:** Para la simulación de un chorro Diesel en condiciones evaporativas como si fuese un chorro gaseoso, el modelo introduce el intercambio térmico en su formulación. La densidad del chorro local no es constante y depende de las condiciones locales de composición y temperatura [4]. Las condiciones de contorno que se mostraron en la tabla 4.1 son las mismas, y solamente se requieren las temperaturas del combustible y del aire
- **Modelo 3D:** Es básicamente la misma presentada en la sección 3.4.2 del Capítulo 3, con el añadido del sub-modelo para la transferencia de calor por convección entre las gotas y el aire caliente formulado por El Wakil et al. [5], que es el modelo por defecto en *Star-CD* [6]. Las mallas utilizadas son la *M1* y *M3* descritas también en esa sección

De la misma manera que en el estudio de chorros inyectados con tasa de combustible variable, y con la finalidad de establecer configuraciones de base adecuadas desde el punto de vista de la física para las simulaciones 1D y 3D, se realizaron dos estudios previos relacionados con la incertidumbre para el cálculo de parámetros como el ángulo y el tamaño de las gotas/“parcels” en el chorro. Estos estudios se pueden encontrar en el Anexo 5.A al final de este capítulo.

Después de la definición de los modelos de referencia, se presentan a continuación en las figuras 5.7 (a)-(f) la comparación de las penetraciones de gas para las diferentes densidades de aire, calculadas con los modelos estándar y  $1D3D$ , y utilizando las mallas  $M1$  (curvas en la columna izquierda) y  $M3$  (curvas en la columna derecha). El modelo  $1D3D$  actúa en  $5LI = 17.8$ ,  $11.8$  y  $7.95$  mm para las densidades de aire  $\rho_a = 13.9$ ,  $28.6$  y  $58.4$  kg/m<sup>3</sup>, respectivamente.

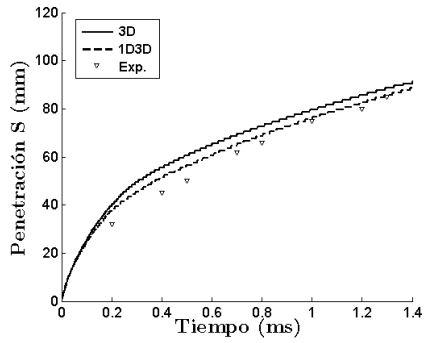
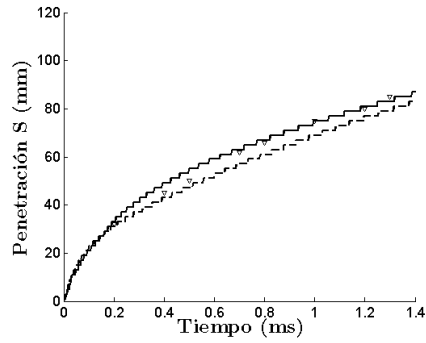
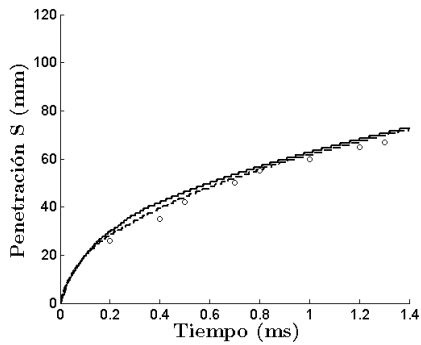
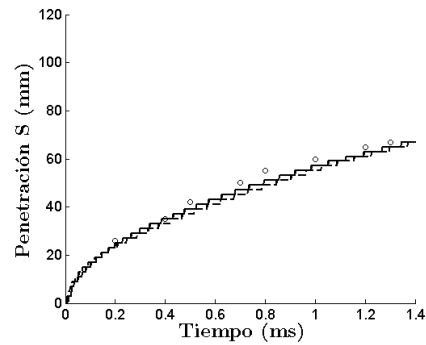
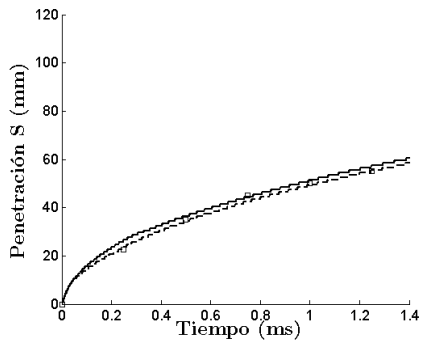
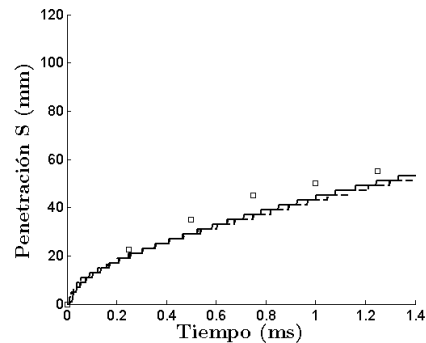
En general, los cálculos predicen razonablemente la penetración con ambos planteamientos. Comparando ambos modelos, se observa que al aumentar la densidad bajan las diferencias entre ellos. La mayor corrección con el  $1D3D$  se observa a baja densidad y con la malla más gruesa. Ello parece lógico porque la zona de influencia del  $1D3D$  está definida en un número de longitudes intactas, y este parámetro baja al aumentar la densidad. Este hecho se observó ya cuando se realizó el estudio de densidad en no-evaporativo (apartado 5.4).

Comparando con los casos de chorros no-evaporativos, se aprecia que la corrección del  $1D3D$  es menor, lo cual parece lógico ya que al haber evaporación las gotas van disminuyendo de tamaño más rápidamente, con lo cual todo acaba pasando rápido a la fase gas, donde en realidad el  $1D3D$  no corrige.

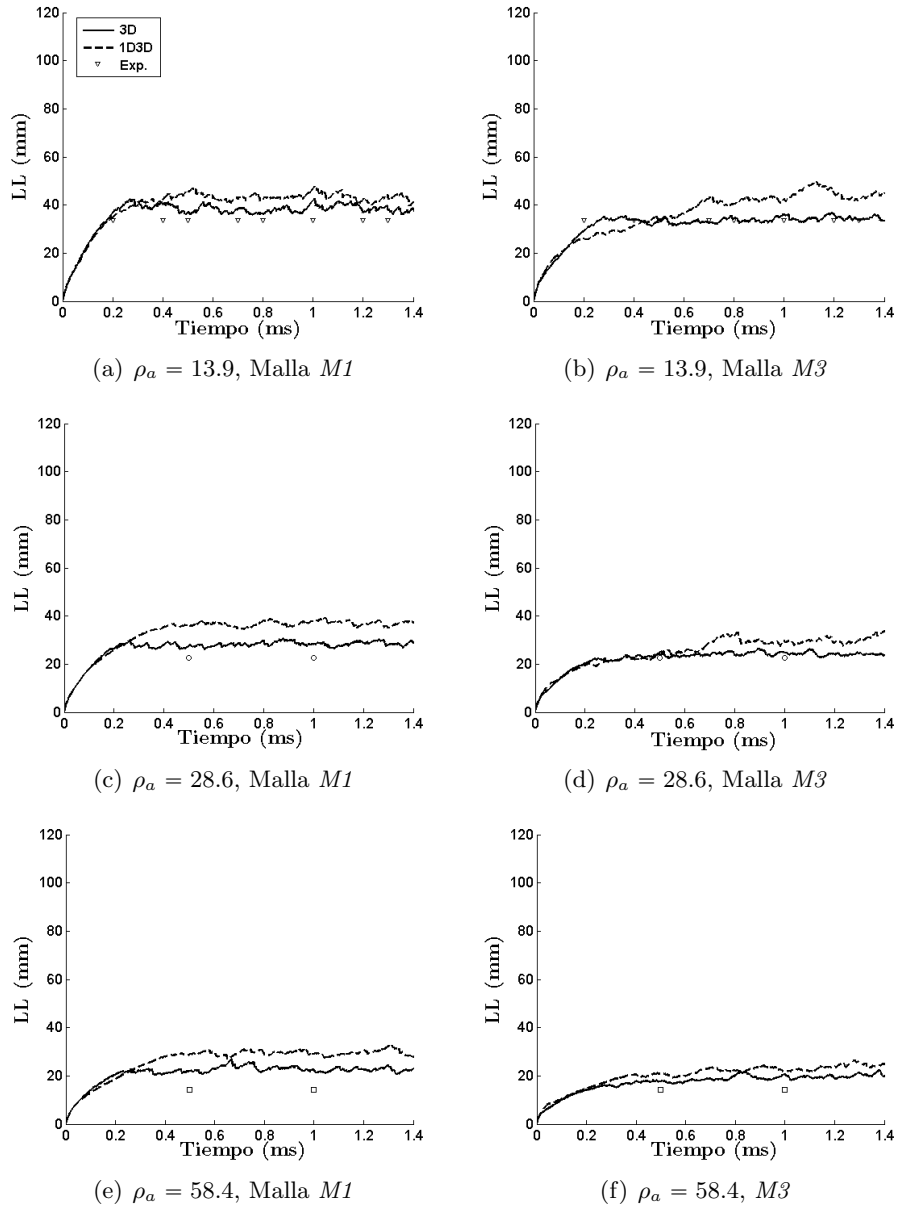
En lo concerniente a la malla, parece que sigue afectando las predicciones tanto en  $3D$  como  $1D3D$ , con un mejor ajuste en general con la malla más fina. Teniendo en cuenta que se ha dicho que el  $1D3D$  corrige menos en evaporativo, el efecto de malla no parece ser debido a esta corrección.

En las figuras 5.7 (a)-(f) se muestran las longitudes líquidas de los chorros. Se observa que en la mayoría de los casos se sobre-estima la longitud líquida. El caso más ajustado para el  $3D$  es el de malla gruesa y baja densidad. El  $1D3D$  parece siempre dar más longitud líquida máxima, coherente con un menor englobamiento de aire en la zona cercana en la tobera, que hace que haya menos entalpía englobada en el chorro para evaporar. En el Anexo 5.B al final de este capítulo se presenta una discusión sobre la estimación de la longitud líquida en los chorros evaporativos, ya que no es un objetivo fundamental de esta tesis conseguir el buen ajuste de las simulaciones con los experimentos en relación a la longitud líquida máxima.

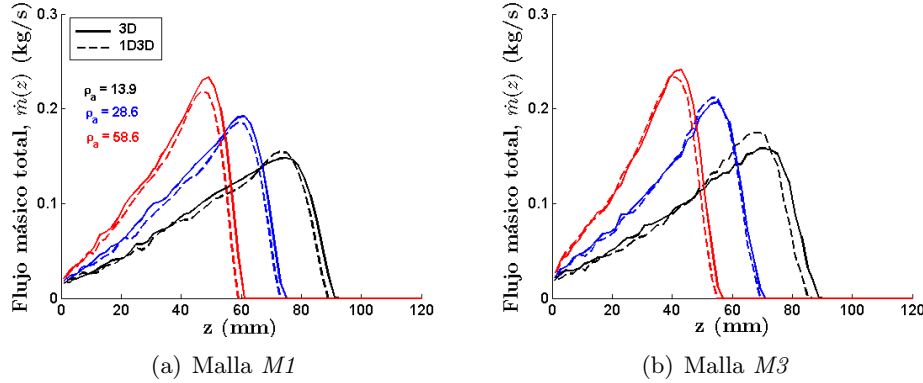
También se observa que las longitudes líquidas  $1D3D$  son independientes de la malla en la zona de aplicación del modelo acoplado para las tres densidades de aire, posteriormente éstas se separan resultando ser dependientes con la malla en la zona donde su comportamiento es considerado estable (longitud líquida máxima).

(a)  $\rho_a = 13.9$ , Malla  $M1$ (b)  $\rho_a = 13.9$ , Malla  $M3$ (c)  $\rho_a = 28.6$ , Malla  $M1$ (d)  $\rho_a = 28.6$ , Malla  $M3$ (e)  $\rho_a = 58.4$ , Malla  $M1$ (f)  $\rho_a = 58.4$ , Malla  $M3$ 

**Figura 5.7.** Penetraciones de vapor ( $S$ ) de los chorros evaporativos inyectados a tasa de combustible constante y en tres densidades ambientales distintas, calculados con los modelos 3D y 1D3D utilizando las mallas  $M1$  (izquierda) y  $M3$  (derecha), y su correspondiente comparación con los experimentos.



**Figura 5.8.** Longitudes líquidas (LL) de los chorros evaporativos inyectados a tasa de combustible constante y en tres densidades ambientales distintas, calculadas con los modelos 3D y 1D3D utilizando las mallas M1 (izquierda) y M3 (derecha), y su correspondiente comparación con los experimentos.



**Figura 5.9.** Flujos másicos totales de los chorros Diesel evaporativos inyectados a tasa constante y en tres densidades ambientales distintas, calculados con los modelos  $3D$  estándar y  $1D3D$ , utilizando las mallas  $M1$  (izquierda) y  $M3$  (derecha).

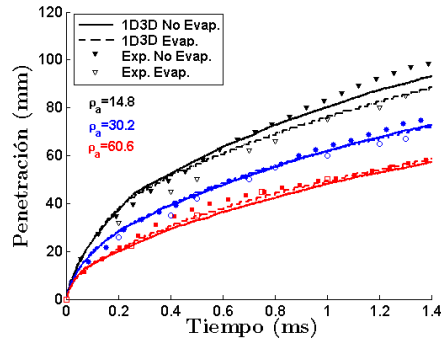
Con estos resultados se puede decir que el modelo  $1D3D$  afecta tanto el comportamiento de las gotas como al del gas en la zona cercana, este último afectado en menor medida en chorros en condiciones evaporativas.

En la figura 5.9 (a) y (b) se complementan los resultados de este estudio con los flujos másicos totales de los chorros calculados con las mallas  $M1$  y  $M3$ . Se observa que los flujos másicos simulados decrecen a medida de que la densidad ambiental disminuye. A mayor densidad ambiente, más efectivo el englobamiento del aire hacia el interior del chorro y su mezcla con el combustible evaporado, y ocurre en una distancia menor.

Los chorros  $1D3D$  presentan flujos másicos ligeramente menores a los  $3D$  cuando se utiliza la malla  $M1$  y son bastante similares a los  $3D$  cuando se utiliza la malla  $M3$ , excepto para el caso de densidad más baja, que se observa un sobre-englobamiento del  $1D3D$  con respecto al  $3D$  en el frente del chorro.

Comparando los englobamientos de los chorros  $1D3D$  calculados con las dos mallas, estos son diferentes para una misma densidad, por lo tanto no hay independencia con la malla. Los chorros con la malla  $3D$  engloban aire más rápido.





**Figura 5.10.** Penetraciones de vapor ( $S$ ) de los chorros Diesel en condiciones no evaporativas y evaporativas inyectados en tres densidades ambientales distintas, calculadas con el modelo 1D3D utilizando la malla M1 y, su respectiva comparación con datos experimentales.

## 5.6. Comparación entre chorros evaporativos y no evaporativos

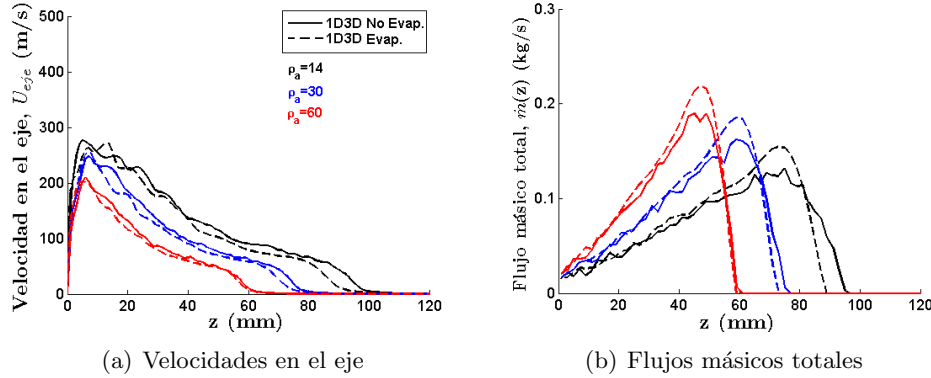
El objetivo de este estudio es de profundizar en los resultados presentados en este capítulo, al realizar la comparación entre los parámetros estructurales de los chorros Diesel en condiciones no evaporativas y evaporativas de los dos estudios precedentes. Es interesante señalar que no está muy claro la diferencia de comportamiento entre los dos chorros [2], y sobre esta base se va a intentar analizarla con el 1D3D.

De esta manera, se comparan las simulaciones para las densidades ambientales nominales<sup>1</sup> de  $\rho_a = 14, 30$  y  $60 \text{ kg/m}^3$ , llevadas a cabo con el modelo 1D3D y utilizando la malla M1 únicamente.

En la figura 5.10 que muestra las penetraciones de chorro, se observa que tanto en los cálculos como en las medidas, la penetración en condiciones no evaporativas y a la más baja densidad ambiental ( $14 \text{ kg/m}^3$ ), es mayor que en condiciones evaporativas. Para las densidades más altas estas diferencias entre casos evaporativos y no evaporativos son más pequeñas.

En las figuras 5.11 (a) y (b) se comparan los resultados de velocidades en el eje de la fase gaseosa y los flujos máxicos totales, para los chorros calculados con tres densidades de aire distintas. Con respecto a la velocidades en el eje,

<sup>1</sup>En los resultados se indicarán sólo las densidades nominales, sin embargo se conoce que las simulaciones fueron llevadas a cabo con las densidades experimentales de  $\rho_a = 14.8/13.9, 30.2/28.6$  y  $60.6/58.4 \text{ kg/m}^3$  para las condiciones no evaporativas/evaporativas.



**Figura 5.11.** Velocidades en el eje para el gas y flujos másicos totales de los chorros Diesel no evaporativos y evaporativos, inyectados en tres densidades ambientales distintas, calculadas con el modelo 1D3D y utilizando la malla M1.

se observa que cuanto mayor es la densidad del aire, menor es la velocidad en el eje del gas. Comparando los perfiles de velocidades en condiciones no evaporativas y evaporativas, se observa que en condiciones evaporativas las velocidades son más bajas (para la misma posición axial), que en condiciones no evaporativas.

En la figura 5.11-(b) se aprecia que los chorros *CFD* en condiciones evaporativas engloban más aire para todas las densidades. Este resultado es coherente con el ya observado en el eje, es decir, comparado con el chorro no evaporativo, el chorro evaporativo engloba más aire, con lo que en general las velocidades bajan y también lo hace la penetración. Este efecto se reduce al aumentar la densidad, siendo prácticamente inexistente a alta densidad.

## 5.7. Síntesis y conclusiones

En este capítulo se han ampliado los resultados de las simulaciones *CFD* de chorros Diesel presentados en el Capítulo 4, al considerar chorros en condiciones de inyección y ambientales variables.

La finalidad de los estudios ha sido en primer lugar la evaluación del modelo 1D3D de chorros propuesto en condiciones de operación más generale, y en segundo lugar, analizar la física de los chorros a través de la metodología desarrollada en los Capítulos 3 y 4 de esta tesis.

Con respecto al modelo *1D3D*, para todas las condiciones de inyección y ambientales, el modelo funcionó bien en la zona de su aplicación, i.e., se observó menos dependencia con la malla. En condiciones ambientales no evaporativas, su efecto sigue siendo más marcado en las gotas que en el gas. Sin embargo, en los chorros evaporativos, se observó que el modelo tuvo cierta influencia en el comportamiento del gas. En las zonas alejadas del punto de inyección, en donde el modelo acoplado no se aplicó, las penetraciones y las longitudes líquidas máximas no resultaron ser más independientes de la malla utilizada.

Cabe destacar que para la simulación *CFD* de chorros inyectados en alta temperatura ambiente no resulta sencilla. Debido a la evaporación, el chorro presenta como parámetro extra de análisis la longitud líquida máxima, muy dependiente de las suposiciones que realice el modelador en lo concerniente a los sub-modelos de chorro o a las propiedades del combustible que se utilicen entre otras. Es por ello que en este capítulo se basó el análisis principalmente en parámetros del gas y globales de los chorros evaporativos estudiados.

Con respecto al estudio de las características físicas de los chorros simulados en condiciones no evaporativas y evaporativas, se observó que las diferencias entre sus parámetros estructurales son menos apreciables a medida de que la densidad del aire aumenta, y lo más importante, que los chorros en condiciones evaporativas son más eficientes en transferir cantidad de movimiento, y engloban más aire para las mismas condiciones de inyección.

### 5.A. Anexo: Configuración física de base de las simulaciones 1D y CFD para los chorros evaporativos

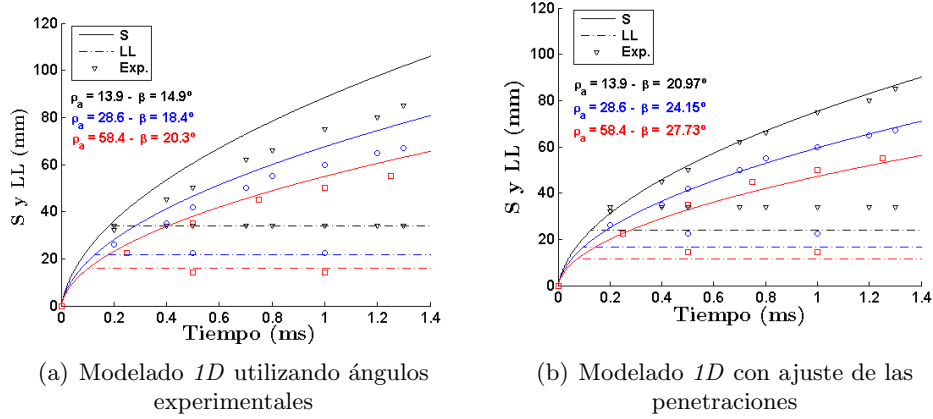
En este anexo se muestran los resultados de chorros de estudios relacionados con dos parámetros de incertidumbre experimental, como son el ángulo del chorro y el tamaño de las gotas. La finalidad fue la de definir inicialmente una configuración física de base de los modelos para simular chorros evaporativos.

- **Ángulo de chorro en el modelo 1D.** El ángulo es uno de los parámetros de entrada necesarios para el cálculo 1D de chorros y, es uno de los que produce mayor incertidumbre en su determinación de forma experimental. En chorros en condiciones evaporativas resulta complicado definir el borde del chorro con precisión, debido a los fenómenos de evaporación y mezcla con el aire que actúan de forma simultánea a medida de que el chorro se inyecta. En este sentido, algunos investigadores optan por estudiar el chorro evaporativo desde el punto de vista de parámetros más precisos de obtener, como es el caso de la penetración del gas [7].

Los ángulos medidos de los chorros evaporativos considerados en este estudio se muestran en la tabla 5.2 y, las longitudes líquidas y penetraciones calculadas con el modelo 1D se muestran en la figura 5.12-(a). Las longitudes líquidas calculadas se ajustan muy bien con las experimentales para las tres densidades de aire. En cambio, las penetraciones del gas simuladas no se corresponden exactamente con las experimentales, siendo más marcadas las diferencias en el caso de densidad ambiental más baja.

En este trabajo se ha tomado como criterio el obtener simulaciones 1D de referencia con un buen ajuste de la penetración del gas. De esta manera, se variaron los ángulos de los chorros introducidos en el modelo 1D hasta ajustar las penetraciones con las experimentales. Esta variación no se llevó a cabo de forma arbitraria, los ángulos de ajuste fueron determinados manteniendo una relación entre ellos a través de la siguiente ecuación empírica [8]:

$$\tan \frac{\beta}{2} = C \cdot \left( \frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0.2} \quad (5.1)$$



**Figura 5.12.** Penetraciones ( $S$ ) y longitudes líquidas ( $LL$ ) de los chorros Diesel evaporativos inyectados con tasa de combustible constante y en tres densidades ambientales distintas, calculadas con el modelo 1D y comparación con experimentos.

en donde  $C$  es una constante y es igual a  $C = C_{factor} \cdot C_{exp}$ . El valor de  $C_{exp}$ , que se considera una característica de la tobera, se obtuvo de utilizar los datos del chorro con densidad ambiental y ángulo experimental de  $28.6 \text{ kg/m}^3$  y  $19.4^\circ$ , respectivamente. El valor de escalamiento para todos los casos es de  $C_{factor} = 1.32$ .

En la figura 5.12-(b) se muestran los ángulos de los chorros que permiten un ajuste razonable de las penetraciones del gas, y éstos son bastante superiores a los experimentales para las tres densidades estudiadas. Al observar las longitudes líquidas máximas, éstas han disminuido con respecto a las experimentales para las dos densidades más bajas, en cambio para la densidad más alta el ajuste se puede considerar bastante bueno

- **Tamaño de las gotas/“parcels” inyectadas.** La estimación del tamaño de las gotas en un chorro Diesel es un tema de mucho debate científico, como se mencionó anteriormente en el Capítulo 2. Las medidas experimentales son complicadas de realizar, además de que el diámetro medio característico de las gotas se conoce que es influenciado por el proceso de inyección (presión, geometría de la tobera, etc.), y por las condiciones ambientales.

En los chorros evaporativos resulta todavía más complicada la medición precisa de tamaños de gotas porque además de los procesos de ruptura

y coalescencia que conllevan a un diámetro más o menos estable, está presente el proceso de evaporación que va reduciendo el tamaño de las gotas hasta su total desaparición. Como se mencionó en el estudio de las características físicas del chorro Diesel (Capítulo 2), la tasa de evaporación del chorro se ve influenciada tanto por las condiciones del gas que rodea a las gotas, como por su diámetro y velocidades relativas gotas/gas.

En este sentido, en el Capítulo 4 (apartado 4.3) se planteó la utilización del sub-modelo de atomización secundaria junto con una ecuación fenomenológica que determina el diámetro estable de las gotas y que limita la aparición de gotas con diámetros muy pequeños.

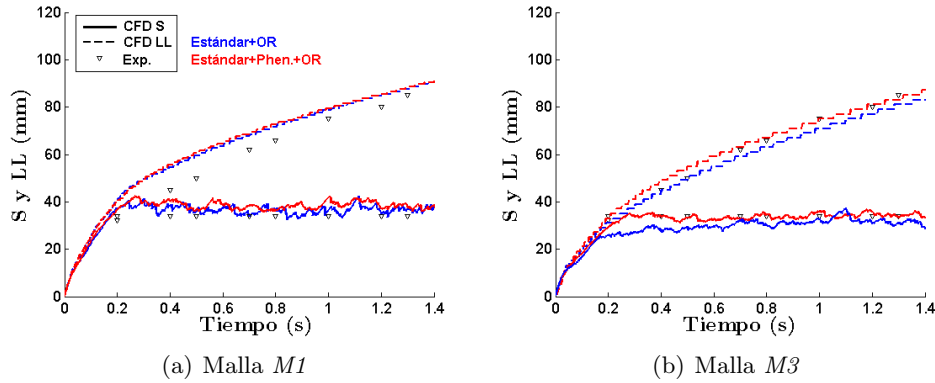
Para estudiar el efecto que puede tener esta limitación en la ruptura secundaria, en los tamaños de las gotas en las simulaciones *CFD* de chorro líquido evaporativo, se muestran en las figuras 5.13 (a) y (b) las penetraciones y longitudes líquidas de chorros inyectados a una densidad de  $\rho_a = 13.9 \text{ kg/m}^3$ , simulados con las mallas *M1* y *M3*, y para dos variantes del modelado *3D*: (1) estándar con sub-modelo de atomización secundaria por defecto y con coalescencia (sub-modelo *OR*) y (2) estándar con la adición de la ecuación fenomenológica limitante del sub-modelo de atomización secundaria y con coalescencia *OR*.

De los resultados mostrados en la figura 5.13 (a) y (b), se puede observar entonces para ambas mallas, que las penetraciones del gas resultan afectadas en mucha menor medida al variar los tamaños de las gotas que las longitudes líquidas. Las longitudes líquidas máximas calculadas en la malla *M1* y *M3* se ajustan mejor a las experimentales cuando se utiliza el modelo con la variante número (2) para la densidad ambiental considerada.

Este resultado valida la utilización de esta configuración del modelo que ajusta los parámetros de los chorros en condiciones no evaporativas, en las simulaciones de chorros evaporativos

## 5.B. Anexo: Influencia de las propiedades del combustible sobre la longitud líquida máxima

La longitud líquida máxima es un parámetro característico de los chorros evaporativos dependiente de las condiciones ambientales, diámetro de la tobera de inyección y sobre todo de las propiedades del combustible inyectado. Debido



**Figura 5.13.** Penetraciones de vapor ( $S$ ) de los chorros Diesel evaporativos inyectados a tasa constante, calculadas con los modelos: 3D con coalescencia y 3D con coalescencia y utilizando la ecuación fenomenológica  $y$ , y su correspondiente comparación con datos experimentales ( $\rho_a = 13.9 \text{ (kg/m}^3\text{)}$ , Malla  $M1$ ).

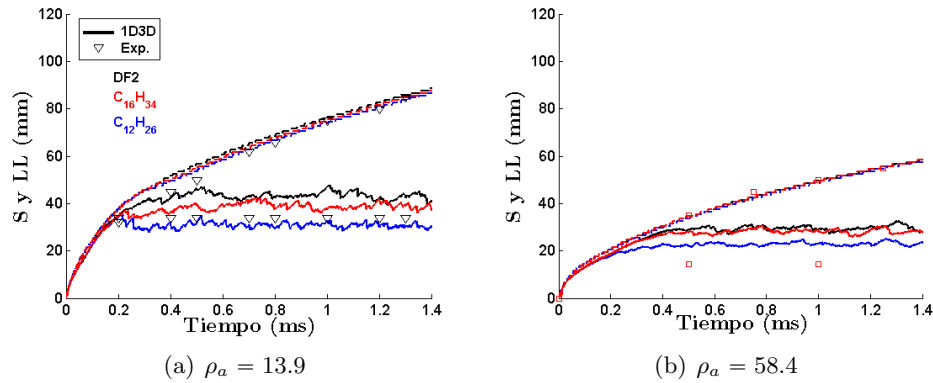
a esas dependencias resulta ser un parámetro difícil de simular con los modelos  $CFD$  de forma ajustada a los valores experimentales, como se ha podido observar en los resultados mostrados en el capítulo.

En este sentido, se piensa que la incertidumbre en las propiedades del combustible inyectado que se utilicen en la simulación de un chorro Diesel evaporativo es alta. El Diesel es una mezcla de hidrocarburos cuya composición es variable, añadiendo un factor de dificultad en el modelado de la dinámica de los chorros.

Con la finalidad de disminuir esta incertidumbre, algunos investigadores proponen el uso en las simulaciones de combustibles de sustitución como por ejemplo el  $DF1$  y  $DF2$  [9, 10], además de la utilización de combustibles mono-componentes [4], cuyas propiedades son conocidas en investigaciones de chorros fundamentales.

En las figuras 5.14 (a) y (b), se muestran las penetraciones de chorro obtenidas con el modelo  $1D3D$  y la malla  $M1$ , considerando dos densidades de aire  $\rho_a = 13.9$  y  $58.4 \text{ kg/m}^3$  y en donde se comparan la utilización del  $DF2$  como combustible con simulaciones de chorro Diesel como si fuese un chorro mono-componente. En este caso los combustibles mono-componentes son el Dodecano  $C_{12}H_{26}$  y el Hexadecano  $C_{16}H_{36}$ , ambos elementos componentes del  $DF2$  como se mencionó en el apartado 3.2.2.

De los resultados se puede observar entonces que la longitud líquida máxima es afectada notablemente por las propiedades del combustible



**Figura 5.14.** Penetraciones de vapor ( $S$ ) y longitudes líquidas ( $LL$ ) de los chorros Diesel evaporativos inyectados a tasa constante, con diferentes combustibles y considerando dos densidades ambientales, calculadas con los modelos 1D3D y comparación con experimentos, utilizando la malla M1.

utilizadas en la simulación de chorros. En cambio las penetraciones del gas parecen ser influenciadas en menor medida. En todas las simulaciones de esta tesis se ha utilizado como combustible el *DF2*.

## Bibliografía

- [1] López J.J. *Estudio Teórico-Experimental del chorro libre Diesel no evaporativo y de su interacción con el movimiento del aire*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos, Universidad Politécnica de Valencia, España, 2003.
- [2] Siebers D. “Effects of Gas Density and Vaporization on Penetration and Dispersion of Diesel Sprays”. *SAE Paper 960034*, 1996.
- [3] Página web de “Engine Combustion Network”. Información disponible en <http://www.sandia.gov/ecn/cvdata/dsearch/frameset.php>.
- [4] Pastor J.V., López J.J., García-Oliver J.M. y Pastor J.M. “A 1D model for the description of mixing-controlled inert Diesel sprays”. *Fuel*, Vol. 87, pp. 2871-2885, 2008.
- [5] El Wakil M.M., Ueyhara O.A. y Myers P.S. “A theoretical investigation of the heating-up period of injected fuel droplets vaporizing in air”. *NACA Technical Note 3179*, 1954.
- [6] *Computational Dynamics Ltd., STAR-CD Versión 3.26*. Methodology manual, 2005.
- [7] Pickett L., Manin J., Genzale C., Siebers D. “Relationship Between Diesel Fuel Spray Vapor Penetration/Dispersion and Local Fuel Mixture Fraction”. *SAE Paper 2011-01-0686*, 2011.
- [8] Siebers D. “Scaling Liquid-Phase Fuel Penetration in Diesel Sprays Based on Mixing-Limited Vaporization”. *SAE Paper 1999-01-0528*, 1999.



- 
- [9] Habchi C., Lafossas F. A., Béard P. y Broseta D. “*Formulation of a One-Component Fuel Lumping Model to Assess the Effects of Fuel Thermodynamic Properties on Internal Combustion Engine Mixture Preparation and Combustion*”. *SAE Paper 2004-01-1996*, 2004.
- [10] Amsden A., O'Rourke P. y Butler T. “*KIVA-II: A Computer Program for Chemically reactive Flows with Sprays*”. *LA-11560-MS*, Los Alamos, 1989.



# Capítulo 6

## Conclusiones y trabajos futuros

### Contenido

---

6.1. Conclusiones .....	157
6.2. Trabajos futuros .....	161

---

### 6.1. Conclusiones

En este capítulo se presentan las conclusiones más importantes del trabajo realizado en esta tesis doctoral, en relación con los objetivos y metodología planteados en la introducción de la misma.

El objetivo global enunciado en el capítulo de introducción indicaba que con este trabajo se pretendía contribuir al mejor conocimiento de la herramienta de cálculo *Euleriano-Lagrangiano (E-L) 3D-CFD* para la simulación del chorro Diesel en diferentes condiciones de inyección y de aire ambientales inertes y libre (sin choque de pared). En términos generales, este objetivo general se ha plasmado en el desarrollo de una metodología de análisis de los resultados de los cálculos, y por otra parte en el empleo de esta metodología para evaluar y, en la medida de lo posible, mejorar las predicciones del modelo *E-L CFD*.

En el Capítulo 2, se realizó una revisión general de las metodologías utilizadas para la simulación de la física del chorro en motores, haciéndose especial énfasis en las características y limitaciones del modelado *E-L 3D-CFD*. A partir de esta prospección, se procedió a describir este tipo de modelado

con más profundidad, mediante una revisión conjunta de cada fenómeno físico del chorro y de los sub-modelos normalmente de tipo fenomenológico más importantes utilizados para su simulación. De esta manera, fueron revisados los fenómenos de inyección, atomización primaria y secundaria, coalescencia, turbulencia, dispersión turbulenta de las gotas, intercambio de momento y evaporación.

Seguidamente, en el Capítulo 3, se planteó la metodología de análisis del chorro simulado con el modelo *E-L 3D-CFD*. Ésta permitió calcular los parámetros macroscópicos del chorro a partir de las simulaciones para la comparación directa con los experimentos (principalmente la penetración del chorro). Adicionalmente se han definido y calculado otros parámetros que han permitido definir con mayor exactitud la dinámica interior del chorro, como es el caso de los parámetros en el eje (p.ej. velocidades), los parámetros integrados a la sección radial del chorro (p.ej. flujos de masa y momento) e incluso el diámetro medio de las gotas. Igualmente, esta metodología ha permitido analizar cada caso simulado en el resto de capítulos de la tesis de una forma más rica que la simple comparación de curvas de penetración con resultados experimentales. De esta manera, la modificación de parámetros de los diversos sub-modelos analizados de chorro ha tenido un efecto “visible” en el englobamiento o las velocidades medias, que han mejorado la comprensión de los efectos de estos parámetros sobre las predicciones.

Una vez definida la metodología de análisis de los resultados, se propusieron estudios de sensibilidad del modelo a parámetros numéricos y de sub-modelos representativos de la física del mismo. Los estudios realizados fueron seleccionados de acuerdo a la revisión realizada del modelo y estudios previos realizados a esta tesis, consistiendo éstos, en el análisis de la influencia de parámetros numéricos, del modelado de la turbulencia y del modelado de la atomización y coalescencia en el chorro.

Los estudios realizados, para un chorro Diesel no evaporativo con condiciones de inyección y de aire ambiental de referencia, permitieron la definición de:

- La configuración numérica base, en lo que respecta a paso de tiempo, cantidad de gotas/parcels inyectadas y tamaño de malla. Especialmente en el último caso se han hecho patentes las limitaciones que el modelo *E-L* tiene para resolver con exactitud ambas fases, puesto que la malla no puede ser ni demasiado gruesa, como es obvio en cualquier problema numérico, ni demasiado fina, pues se incumple la hipótesis del planteamiento de gotas dispersas

- El sub-modelo de turbulencia del gas que ajustase de mejor manera al englobamiento experimental en este tipo de chorros. En este caso se ha resuelto el ajuste del modelo con comparaciones con la constante de englobamiento de Ricou-Spalding, muy contrastada en la literatura de chorros turbulentos. De la misma manera que otros autores, se ha procedido a ajustar una de las constantes del modelo  $\kappa - \epsilon$  para capturar el valor de dicha constante de englobamiento
- La configuración física base del modelo en cuanto a sub-modelos de chorro, tipo de inyección y atomización primaria (mono-dispersa o multi-dispersa), concluyéndose la necesidad de la inclusión de los sub-modelos de dispersión turbulenta de gotas, atomización secundaria y coalescencia. La no inclusión de alguno de estos modelos ha derivado en chorros cuya población de gotas tiene un aspecto totalmente artificial. Es de reseñar el estudio realizado con chorros mono-dispersos, con gotas de idéntico tamaño, que ha permitido afianzar los resultados de los modelos de atomización primaria-secundaria, cuyo planteamiento más simple permite obtener resultados que validan los de otros más complejos de atomización primaria-secundaria

De esta manera, uno de los aspectos de trabajo importante de esta tesis ha sido la búsqueda de una solución al problema de las limitaciones que plantea el modelo  $E-L$  para resolver el flujo en la zona cercana del chorro Diesel. En este sentido se ha identificado un criterio de definición del tamaño de malla a utilizar en las cercanías del punto de inyección del chorro (basado en el diámetro de tobera, es decir, tamaño radial de celda =  $2 * D_o$ ) y, por otra parte, se ha planteado un modelo acoplado  $E-L$   $1D3D-CFD$ .

Después de la definición de una configuración numérica y de sub-modelos básica para las simulaciones  $E-L$  de chorro, se procedió a la implementación del modelo  $E-L$   $1D3D$  en un código comercial en el Capítulo 4. El modelo  $1D3D$  consiste básicamente en acoplar los modelos  $1D$  y  $3D$  cuando se calcula la transferencia de cantidad de movimiento entre las parcelas y el gas en el  $3D$ , más específicamente en el cálculo de la velocidad relativa de las fases; con el reemplazo de la velocidad axial del gas  $CFD$  por la velocidad del gas proveniente del modelo  $1D$ . El modelo  $1D$  ha sido basado en la teoría del flujo gaseoso turbulento, teniendo las ventajas de representar de forma bastante adecuada la física del chorro de forma simplificada, sin las limitaciones que tienen los modelos de gotas cerca del orificio.

La idea fundamental del modelo  $1D3D$  ha sido la de corregir al chorro  $3D$  en la zona cercana de la inyección, en donde se conoce que los fenómenos de

interacción gota/gas tienen mayor importancia y, por tanto, la hipótesis de gota aislada, sobre la que se basan la mayoría de los modelos, es más dudosa. La corrección actúa hasta una distancia igual a 5 veces la longitud intacta del modelo de chorro gaseoso  $1D$ .

El modelo  $1D3D$  ha sido validado con resultados experimentales de chorros en diferentes configuraciones de trabajo, presentándose los resultados en los Capítulos 4 y 5. Se llevaron a cabo simulaciones de chorro Diesel utilizando diferentes resoluciones de malla e inyectados en aire ambiental a baja temperatura (no evaporativo), y a alta temperatura (evaporativo); considerando también diferentes densidades de aire. Dichas simulaciones se compararon con los datos experimentales disponibles de penetración del chorro líquido (no evaporativo), penetración de vapor y longitud líquida (evaporativo).

Las observaciones más notables de los estudios realizados con el modelo  $1D3D$  se presentan a continuación:

- El  $1D3D$  reduce el englobamiento del chorro en su zona de acción. Ello es lógico debido a que las gotas “ven” un gas que se mueve más rápido en el caso  $1D3D$  (chorro gaseoso  $1D$ ) que en el  $3D$  (aire en reposo), con lo que se frenan más despacio, y por tanto tardan más en englobar aire
- Lo anterior se traduce, en general, en una penetración algo más rápida del caso  $1D3D$  que en el  $3D$  en la zona de influencia de la corrección. Una vez superada dicha zona, los resultados de ambos planteamientos son similares
- Para todas las condiciones simuladas, el planteamiento  $1D3D$  mejora la predicción de la penetración del chorro en la zona cercana a la tobera respecto al  $3D$  estándar. Dicha mejora es, adicionalmente, bastante independiente de la malla
- En general el efecto del acoplamiento resultó evidente en los parámetros asociados a las gotas, y menos en la fase gaseosa. Por lo tanto muy apreciable en la penetración del chorro y las velocidades de las gotas
- La predicción de la penetración del chorro no evaporativo mejora en general en los chorros inyectados con tasa constante en las cercanías de la tobera, en incluso en zonas lejanas o no corregidas. Estas mejoras son más modestas en el caso de tasas variables
- En casos evaporativos el efecto fundamental del modelo  $1D3D$  sigue ocurriendo sobre la parte de las gotas. Puesto que esas van

desapareciendo debido a la evaporación, la corrección del  $1D3D$  pierde peso, y solamente actúa de forma notable para las densidades de aire más bajas. Es de destacar el hecho de que el planteamiento  $1D3D$  captura de forma adecuada la constatación experimental de que los chorros evaporativos penetran más lentamente que los no evaporativos, indicando un mayor englobamiento en este último caso

En general, los chorros  $1D3D$  reflejan una buena estimación de su dinámica. El modelo es válido para el estudio y comparación de los parámetros estructurales de chorros Diesel en diferentes condiciones de operación.

## 6.2. Trabajos futuros

Con esta tesis no se ha concluido con el estudio del chorro Diesel mediante el modelado  $3D-CFD$  y, específicamente, del modelado *Euleriano-Lagrangiano*. Se piensa que se ha conseguido asentar las bases de un marco metodológico para el estudio de la física del chorro a través de este modelo, e incluso, de cualquier modelo  $CFD$  de chorros que se utilice.

A partir de la mejor comprensión de las características de los diferentes sub-modelos empleados, así como de sus limitaciones, se ha planteado como mejora el modelo  $1D3D$ . Dicho planteamiento permite mejorar la fiabilidad de las predicciones en la zona cercana a la tobera, donde la hipótesis de gotas aisladas es mucho más cuestionable.

Por supuesto, el trabajo en el modelo propuesto tampoco se da por culminado. Existen muchos aspectos que pueden ser profundizados y que se exponen a continuación:

- Validación del modelo con respecto a más bases de datos experimentales de chorros Diesel, incluyendo alguna que pueda tener medidas de tamaños de gotas
- Estudio más detallado del modelado de la evaporación, de tal forma que se pueda conseguir un mejor ajuste de la longitud líquida máxima. Como se discutió en la tesis, este es uno de los sub-modelos de chorro más importantes y con un impacto directo en el cálculo de la combustión. En este caso, se puede plantear la utilización de un sub-modelo más sofisticado como los discutidos en el Capítulo 2, como por ejemplo la simulación de gotas multicomponentes y la consideración de

ecuaciones de estado de gases no ideales para determinar las propiedades termodinámicas.

También, puede plantearse la inclusión de otros fenómenos de gotas como la deformación, ya que las gotas deformadas tienen un área de interacción mayor con el gas que las esféricas, lo que beneficia a las tasas de transferencia de calor y masa y pudiendo ayudar a disminuir las longitudes máximas simuladas con el modelo en esta tesis

- Una aplicación directa del modelo sería para la simulación de chorros Diesel en condiciones de motor. La tesis se ha planteado para el estudio de chorros “ideales” sin restricciones del tiempo de cálculo, utilizando mallas relativamente finas. La simulación de chorros en condiciones de motor son mucho más costosas computacionalmente, no sólo por la cantidad de sub-modelos que deben ser considerados, sino porque deben abarcar el ciclo motor. Es por tanto que en este tipo de simulaciones, la economía del número de celdas es más importante y donde realmente el modelo *1D3D* puede tener su mayor aplicación.

En este caso, puede realizarse una ampliación de la metodología presentada considerando el estudio de los sub-modelos de combustión y contaminantes Diesel implementados en el modelo. En este caso también habría que definir nuevos parámetros para analizar los fenómenos de combustión, composiciones y temperaturas locales, etc.

La malla utilizada debe ser entonces móvil, representativa de la geometría de la cámara de combustión del motor, y un estudio de sensibilidad del modelo a este tipo de mallado sería interesante. En estas condiciones, el chorro ya no es libre, y sub-modelos de impacto del chorro líquido sobre la pared deben ser estudiados, así como el efecto que tiene en el chorro el movimiento del aire en la cámara

En definitiva, profundizando en los aspectos anteriores se puede conseguir una descripción cuantitativa más completa comparable a los experimentos de chorro Diesel, sobre todo, una mayor comprensión de la física de los fenómenos relevantes en condiciones reales de motor.



# Índice Bibliográfico

-

<http://www.dieselnets.com>

Página web de “Online information service on clean diesel engines and diesel emissions”.  
(citado en p. 1)

-

Computational Dynamics Ltd., STAR-CD Versión 4.08.

Methodology manual, 2005. (citado en pp. 3, 31, 32, 33, 34, 35, 72, 78, 90, 114, 142)

-

<http://www.sandia.gov/ecn/cvdata/dsearch/frameset.php>.

Página web de “Engine Combustion Network”. (citado en pp. 4, 73, 90, 133)

## **Abani N.**

*Improvements in Multi-dimensional Modeling of Unsteady Turbulent Diesel Sprays and Engine Combustion.*

Tesis Doctoral, Wisconsin–Madison University, 2009. (citado en p. 114)

## **Abani N., Kokjohn S., Park S. W., Bergin M., Munnannur A., Ning W., Sun Y. y Reitz R. D.**

An Improved Spray Model for Reducing Numerical Parameter Dependencies in Diesel Engine CFD Simulations.

*SAE Paper 2008-01-0970*, 2008. (citado en p. 15)

## **Abani N., Munnannur A. y Reitz R. D.**

Reduction of Numerical Parameter Dependencies in Diesel Spray Models.

*Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Transactions of the ASME*, Vol. 130, N° 3, 2008. (citado en p. 15)

## **Abraham J.**

Entrainment Characteristics of Transient Jets.

*Numerical Heat Transfer*, Part A, Vol. 30, pp. 347–364, 1996. (citado en pp. 89, 114)

## **Abraham J.**

What is the adequate resolution in the numerical computations of transient jets.

*SAE Paper 970051*, 1997. (citado en p. 15)

## **Abramovich G. N.**

The Theory of Turbulent Jets.

*In: Schindler, L. (Ed.), The MIT Press classics*, Boston, 1963. (citado en p. 48)

**Abramzon B. y Sirignano W. A.**

Approximate theory of a single droplet vaporization in a convective field.  
*ASME/JSME Thermal Engineering Conference*, Vol. 1, pp. 11–18, 1987.

(citado en p. 55)

**Abramzon B. y Sirignano W. A.**

Droplet vaporization model for spray combustion calculations.  
*Internat. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 32, pp. 1605–1618, 1989.

(citado en p. 46)

**Amsden A., O'Rourke P. J. y Butler T. D.**

KIVA-II: A. Computer Program for Chemically Reactive Flows with Sprays.  
*Technical report No. LA-11560-MS*, Los Alamos National Laboratory, Mayo, 1989.

(citado en pp. 44, 51, 52, 74, 121, 153)

**Aneja R. y Abraham J.**

How far does the liquid penetrate in a Diesel engine: Computed results vs. measurements?  
*Combustion Science and Technology*, Vol. 138, N°. 1–6, pp. 233–255, 1998.

(citado en p. 114)

**Arcoumanis C., Gavaises M. y French B.**

Effect of Fuel Injection Processes on the Structure of Diesel Sprays".  
*SAE Technical Paper 970799*, 1997.

(citado en p. 43)

**Arcoumanis C. y Kamimoto T (Eds.)**

*Flow and combustion in reciprocating engines*.  
 Editorial Springer, 2009.

(citado en p. 11)

**Arcoumanis C., Whitelaw J. H. y Stiener J. C.**

Gaseous simulation of Diesel-type sprays in a motored engine.  
*SAE paper 890793*, 1989.

(citado en p. 53)

**Arrègle J.**

*Análisis de la estructura y dinámica interna de chorros Diesel*.  
 Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos, Universidad Politécnica de Valencia, 1998.

(citado en p. 3)

**Ayoub N. S. y Reitz R. D.**

Multidimensional computation of multicomponent spray vaporization and combustion.  
*SAE Paper 950285*, 1995.

(citado en pp. 55, 56)

**Baumgarten C.**

*Mixture Formation in Internal Combustion Engines*.  
 Editorial Springer, 2006.

(citado en p. 24)

**Beatrice B., Belardi P., Bertoli C., Cameretti M. C. y Cirilo N. C.**

Fuel jet models for multidimensional Diesel Combustion calculation: An update.  
*SAE Papers 950086*, 1995.

(citado en pp. 36, 60)

**Bharadwaj N. y Rutland C. J.**

A Large-Eddy Simulation Study of Sub-grid Two-phase Interaction in Particle-Laden Flows and Diesel Engine Sprays.  
*Atomization and Sprays*, Vol. 20, N°. 8, pp. 673–695, 2010.

(citado en p. 50)

**Birouk M. y Gökalp I.**

A new correlation for turbulent mass transfer from liquid droplets.  
*Int J Heat Mass Transfer*, Vol. 45, pp. 37–45, 2002.

(citado en p. 50)

**Brazier-Smith P. R., Jennings S. G. y Latham J.**

The Interaction of Falling Water Drops; Coalescence.

*Proc. R. Soc. Lond. A.*, Vol. 326, pp. 393–408, 1972.

(citado en p. 40)

**Clift R., Grace J. R. y Weber M. E.**

Bubbles, Drops and Particles.

*Academic Press*, 1978.

(citado en p. 44)

**Chryssakis A. y Assanis D. N.**

A Secondary Atomization Model for Liquid Droplet Deformation and Breakup under High Weber Number Conditions.

*ILASS Americas, 18th Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*, Irvine, CA, 2005.

(citado en p. 45)

**Correas D.**

*Estudio Teórico-Experimental del Chorro Libre Diesel Isotermo.*

Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos, Universidad Politécnica de Valencia, 1998.

(citado en pp. 20, 116)

**Cossali G. E.**

An integral model for gas entrainment into full sprays.

*SAE J. Of Fluid Mechanics*, Vol. 439, pp. 353–366, 2001.

(citado en p. 43)

**Dally B. B., Fletcher D. F. y Masri A. R.**

Flow and mixing fields of turbulent bluff-body jets and flames.

*Combust. Theory Modelling*, Vol. 2, pp. 193–219, 1998.

(citado en p. 92)

**De la Morena J.**

*Estudio de la influencia de las características del flujo interno en toberas sobre el proceso de inyección Diesel en el campo próximo.*

Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos, Universidad Politécnica de Valencia, 2011.

(citado en p. 16)

**Desantes J. M., López J. J, García J. M. y Pastor J. M.**

A 1D model for the description of mixing-controlled inert Diesel sprays.

*Fuel*, Vol. 87, pp. 2871–2885, 2008.

(citado en pp. 3, 10, 76, 114, 117, 142, 153)

**Desantes J. M. , Margot X., Pastor J. M., Chávez M. y Pinzello A.**

CFD-Phenomenological Diesel spray analysis under evaporative conditions.

*Energy Fuels*, Vol. 23, N<sup>o</sup>. 8, pp. 3919–3929, 2009.

(citado en p. 15)

**Desjardins O. y Pitsch H.**

Detailed Numerical Investigation of Turbulent atomization of liquid jets.

*Atomization and Sprays*, Vol. 20, N<sup>o</sup>. 4, pp. 311–336, 2010.

(citado en p. 12)

**Dukowicz J. K.**

A Particle-Fluid Numerical Model for Liquid Sprays.

*Journal of Computational Physics*, Vol. 35, pp. 229–253, 1980.

(citado en pp. 2, 14, 51, 120)

**Dumouchel C.**

On the experimental investigation on primary atomization of liquid streams.

*Exp. Fluids*, Vol. 45, pp. 371–422, 2008..

(citado en pp. 20, 21)

**El Wakil M. M. , Ueyhara O. A. y Myers P. S.**

A theoretical investigation of the heating-up period of injected fuel droplets vaporizing in air.

*NACA Technical Note 3179*, 1954.

(citado en pp. 54, 142)

**Eisenklam P., Arunachalam S. A. y Weston J. A.**

Evaporation rates and drag resistances of burning drops.

*11th Int. Symp. on Combustion, The Combustion Institute, Pa.*, Vol. 715, 1967.

(citado en pp. 44, 46)

**Faeth G. M.**

Mixing, transport and combustion in sprays.

*Prog. Energy and Combust. Sci.*, Vol. 13, pp. 293–345, 1987.

(citado en pp. 22, 23, 48)

**Faeth G. M.**

Spray combustion phenomena.

*Combust. Inst.*, Vol. 26, pp. 1593–1612, 1996.

(citado en pp. 21, 48)

**Feng Z. G. y Michaelides E. E.**

Drag coefficients of viscous spheres at intermediate and high Reynolds numbers.

*Journal of Fluids Engineering-Transactions of the ASME*, Vol. 4–123, pp. 841–849, 2001.

(citado en p. 44)

**García–Oliver J. M.**

*Aportaciones al Estudio del Proceso de Combustión Turbulenta de Chorros en Motores Diesel de Inyección Directa.*

Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos, Universidad Politécnica de Valencia, 2003.

(citado en p. 3)

**García–Oliver J. M., Margot X., Chavez M. y Karlsson A.**

A combined 1D3D-CFD approach for reducing mesh dependency in Diesel spray calculations.

*Mathematical and Computer Modelling*, Vol. 54, N<sup>o</sup>. 7–8, pp. 1732–1737, 2011.

(citado en pp. 15, 118)

**García–Oliver J. M., Margot X., Chavez M. y Karlsson A.**

Coupling Methodology of One-dimensional and Multi-dimensional Computational Fluid Dynamics CFD Models for the Simulation of Diesel Sprays.

*Proceedings book of the Modelling for Addictive Behaviour, Medicine and Engineering Congress*, Universidad Politécnica de Valencia, 2011.

(citado en p. 115)

**Gavaises M., Theodorakakos A., Bergeles G. y Breen G.**

Evaluation of the effect of droplet collisions on spray Mixing.

*Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, Vol. 210, pp. 465–475, 1996.

(citado en pp. 40, 41)

**Giannadakis E., Gavaises M., Roth H. y Arcoumanis C.**

Cavitation modelling in single-hole Diesel injector Based on Eulerian-Lagrangian approach.

*In Proc. THIESEL International Conference on Thermo- and Fluid Dynamic Processes in Diesel Engines*, Valencia, 2004.

(citado en p. 18)

**Gimeno J.**

*Desarrollo y aplicación de la Medida del flujo de cantidad de movimiento de un chorro Diesel.*

Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos, Universidad Politécnica de Valencia, 2008.

(citado en p. 16)

**Gore R. A. y Crowe C. T.**

Effect of Particle Size on Modulating Turbulent Intensity.  
*Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 15, N<sup>o</sup>. 2, pp. 279–285, 1989. (citado en p. 49)

**Gosman A. D. y Clerides D.**

Diesel Spray Modelling: A Review.  
*Proceedings of ILASS-Europe, Florence, Italy*, 1997. (citado en pp. 42, 60)

**Gosman A. D. e Ioannides E.**

Aspects of computer simulation of liquid-fueled combustors.  
*AIAA 19th Aerospace Sciences Meetings*, Paper 81–0323, 1983. (citado en p. 51)

**Grover R. O., Assanis J. R. y Assanis D. N.**

A comparison of classical atomization models against current experimental measurements within a zero-dimensional framework.  
*ILASS Americas, 17th annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*, Arlington, VA, 2004. (citado en pp. 36, 60)

**Heywood J. B.**

*Internal Combustion Engine Fundamentals*.  
Editorial MacGrawHill, 1988. (citado en pp. 9, 10, 12, 14, 48)

**Hiroyasu H.**

Experimental and Theoretical studies on the structure of fuel sprays in Diesel engines.  
*Proceedings of ICLASS-91*, Paper B, 1991. (citado en p. 53)

**Hiroyasu H. y Kadota T.**

Fuel Droplet Size Distribution in Diesel Combustion Chamber.  
*SAE Paper 740715*, 1974. (citado en p. 24)

**Hiroyasu H., Kadota T. y Arai M.**

Development and use of spray combustion modelling to predict Diesel engine efficiency and pollutant emission.  
*Paper 214-12, Bull. JSME*, Vol. 26, N<sup>o</sup>. 214, pp. 569–575, 1983. (citado en p. 10)

**Hirt C. W. y Nichols B D.**

Volume of Fluid (VOF) methods for the dynamic of free boundaries.  
*Journal of Computational Physics*, Vol. 39, pp. 201–225, 1981. (citado en p. 13)

**Hou S. y Schmidt D. P.**

Adaptive collision meshing and satellite droplet formation in spray simulations.  
*International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 32, pp. 935–956, 2006. (citado en p. 42)

**Hsiang L. P. y Faeth G. M.**

Near-Limit Drop Deformation and Secondary Breakup.  
*Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 18, N<sup>o</sup>. 5, pp. 635–652, 1992.  
(citado en pp. 27, 39, 44, 45, 79, 80, 120)

**Huh K. Y. y Gosman A. D.**

A phenomenological model of Diesel spray atomization.  
*Proc. Int. Conf. On Multiphase Flow*, Japan, pp. 24–27, 1991.  
(citado en pp. 26, 27, 33, 34, 35)

**Ingebo R. D.**

Drag Coefficients for Droplets and Solid Spheres in Clouds Accelerating in Airstreams.  
*National Advisory Committee for Aeronautics*, Technical Note 3762, 1956.  
(citado en p. 44)

**Ishii M.***Thermo-Fluid Dynamic Theory*

Editorial Eyrolles, 1975.

(citado en p. 13)

**Janicka I. y Peters N.**

Prediction of turbulent jet diffusion flame lift-off using a PDF transport equation.

*Nineteenth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh*, pp. 367–374, 1982.

(citado en p. 92)

**Karlsson J. A.***Modeling auto-Ignition, Flame Propagation and Combustion in Non-Stationary Turbulent Sprays.*

Tesis Doctoral, Chalmers University of Technology, Suecia, 1995.

(citado en pp. 42, 54, 62)

**Kong S. C., Senecal P. K. y Reitz R. D.**

Developments in spray modeling in Diesel and Direct-Injection Gasoline engines.

*Oil and Gas Science and Technology*, Vol. 54, N<sup>o</sup>. 2, pp. 197–204, 1999.

(citado en p. 30)

**Lauder B. E. y Spalding D. B.**

The numerical computation of turbulent flows.

*Comp. Meth. in Appl. Mech. and Eng.*, Vol. 3, pp. 269–289, 1974.

(citado en p. 91)

**Law C. K. y Sirignano W. A.**

Unsteady droplet combustion with droplet heating-II: conduction limit.

*Comb. Flame*, Vol. 28, pp. 175–186, 1977.

(citado en p. 55)

**Lefebvre A. H.***Atomization and Sprays*

Hemisphere Publishing Corp., ISBN 0-89116-603-3, 1989.

(citado en pp. 18, 19, 24, 25, 26, 46, 47, 53)

**Lippert A. M. y Chang S.**

Mesh Independence and Adaptive Mesh Refinement For Advanced Engine spray Simulations.

*SAE Paper 2005-01-0207*, 2005.

(citado en p. 8)

**Liu A. B., Mather D. y Reitz R. D.**

Modeling the effects of drop drag and breakup on fuel sprays.

*SAE Paper 930072*, 1993.

(citado en pp. 30, 37, 38, 44, 45)

**López J. J.***Estudio Teórico-Experimental del chorro libre Diesel no evaporativo y de su interacción con el movimiento del aire.*

Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos, Universidad Politécnica de Valencia, 2003.

(citado en pp. 3, 4)

**Margot X., Payri R., Gil A., Chávez M. y Pinzello A.**

Combined CFD - Phenomenological Approach to the Analysis of Diesel Sprays under Non-Evaporative Conditions.

*SAE Paper 2008-01-0962*, 2008.

(citado en pp. 15, 60, 79, 120)

**Munnannur A. y Reitz R. D.**

Droplet Collision Modeling in Multi-Dimensional Spray Computations.

*International Multidimensional Engine Modeling User's Group Meeting at the SAE Congress*, Detroit, MI, 2007.

(citado en p. 42)

**Ning W.**

*Development of a next-generation spray and atomization model using an Eulerian-Lagrangian methodology.*

Tesis doctoral, Universidad de Wisconsin, 2007. (citado en pp. 13, 31, 32)

**Nishimura A. y Assanis D. N.**

A model for primary Diesel fuel atomization based on cavitation bubble collapse energy.

*ICLASS2000*, Pasadena, CA, 2000. (citado en p. 26)

**Nukiyama S. y Tanasawa Y.**

Experiments on the atomization of liquids in an air stream, Report 3, On the droplet size distribution in an atomized jet.

*Trans. Soc. Mech. Eng. Jpn.*, Vol. 5, N<sup>o</sup>. 18, pp. 62–67, 1939. (citado en p. 25)

**Obermeier F.**

Modeling of nozzle-flow.

*IDEA Project, Subprogram A1*, 1991. (citado en p. 18)

**O'Rourke P. J.**

*Collective Drop Effects on Vaporising Liquid Sprays.*

Tesis Doctoral, University of Princeton, 1981. (citado en pp. 80, 120)

**O'Rourke P. J.**

Statistical Properties and Numerical Implementation of a Model for Droplet Dispersion in a Turbulent Gas.

*Journal of Computational Physics*, Vol. 83, pp. 345–360, 1989. (citado en p. 121)

**O'Rourke P. J. y Amsden A. A.**

The Tab Method for Numerical Calculation of Spray Droplet Breakup.

*SAE Paper 872089*, 1987. (citado en pp. 27, 30, 35, 37)

**O'Rourke P. J. y Bracco F. V.**

Modeling of drop interactions in thick sprays and a comparison with experiments.

*Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, Vol. 9, pp. 101–106, 1980.

(citado en pp. 40, 42, 44, 45)

**Papoutsakis A., Theodorakakos A., Giannadakis E., Papoulias D. y Gavaises M.**

LES Predictions of the Vortical Flow Structures in Diesel Injector Nozzles.

*SAE Paper 2009-01-0833*, 2009. (citado en p. 12)

**Pastor J. V., López J. J, García–Oliver J. M. y Pastor J. M.**

A 1D model for the description of mixing-controlled inert Diesel sprays.

*Fuel*, Vol. 87, pp. 2871–2885, 2008. (citado en pp. 3, 10, 76, 114, 117, 142, 153)

**Payri R., Gimeno J., Marti–Aldaravi P. y Bracho G.**

Study of the influence of the inlet boundary conditions in a LES simulation of internal flow in a diesel injector.

*Mathematical and Computer Modelling*, Vol. 57, N<sup>o</sup>. 7–8, pp. 1709–1715, 2011.

(citado en p. 12)

**Pickett L., Manin J., Genzale C. y Siebers D.**

Relationship Between Diesel Fuel Spray Vapor Penetration/Dispersion and Local Fuel Mixture Fraction.

*SAE Paper 2011-01-0686*, 2011.

(citado en p. 150)

**Pinzello A.**

*Analysis of Fuel Sprays and Combustion Processes in Diesel Engines with a Combined Approach of CFD and Phenomenological Models.*

Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos, Universidad Politécnica de Valencia y Dipartimento di Energetica, Politecnico di Torino, 2008. (citado en p. 3)

**Pope S. B.**

*Turbulent Flows.*

Editorial Cambridge, 2000. (citado en p. 47)

**Post S., Iyer V. y Abraham J.**

A study of near-field entrainment in gas jets and sprays under Diesel conditions.

*J. of Fluids Engineering*, Vol. 22, pp. 385–395, 2000. (citado en pp. 77, 90, 103, 105, 114)

**Post S. L. y Abraham J.**

Modeling the outcome of drop-drop collisions in Diesel sprays.

*International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 28, pp. 997–1019, 2002. (citado en pp. 23, 40, 41, 42)

**Qian J. y Law C. K.**

Regimes of coalescence and separation in droplet collision.

*Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 331, pp. 59–80, 1997. (citado en p. 24)

**Ra Y. y Reitz R. D.**

A vaporization model for discrete multi-component fuel sprays.

*International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 35, pp. 101–117, 2009. (citado en p. 55)

**Ranz W. E. y Marshall W. R.**

Evaporation from drops-Parts I and II.

*Chem. Eng. Prog.*, Vol. 48, N<sup>o</sup>. 3, p. 141, 1952. (citado en p. 54)

**Rayleigh L.**

On the Instability of Jets.

*Proc. London Math. Soc.*, Vol. 10, pp. 4–13, 1878. (citado en p. 18)

**Reitz R. D. y Bracco F. V.**

On the dependence of the spray angle and other spray parameters on nozzle design and operating conditions.

*SAE Paper 790494*, 1979. (citado en p. 26)

**Reitz R. y Bracco F.**

Mechanism of atomization of a liquid jet.

*Physics of Fluids*, Vol. 25, N<sup>o</sup>. 10, 1982. (citado en pp. 18, 20, 21)

**Reitz R. D. y Bracco F. V.**

Mechanisms of Breakup of Round Liquid Jets.

*The Encyclopedia of Fluid Mechanics*, N. Chermisnoff, Ed. Gulf Publishing, NJ, Vol. 3, Chapter 10, pp. 233–249, 1986. (citado en p. 30)

**Reitz R. D.**

Modeling atomization processes in high-pressure vaporizing sprays.

*Atom. Spray Technol.*, Vol. 3, pp. 309–37, 1987. (citado en pp. 27, 28)

**Reitz R. D. y Diwakar R.**

Structure of high pressure fuel sprays.

*SAE Paper 870598*, 1987. (citado en pp. 27, 29)



**Ricou F. y Spalding D.**

Measurements of entrainment by axisymmetrical turbulent jets.

*J. Fluid Mech.*, Vol. 11, pp. 21–32, 1961.

(citado en pp. 77, 90)

**Rosin P. y Rammler E.**

The laws governing the fineness of powdered coal.

*J. Inst. Fuel*, Vol. 7, N<sup>o</sup>. 31, pp. 29–36, 1933.

(citado en p. 25)

**Ruiz S.**

*Estudio Teórico-Experimental de los procesos de atomización y de mezcla en los chorros Diesel D.I.*

Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos, Universidad Politécnica de Valencia, 2003.

(citado en p. 3)

**Rusche H. e Issa R. I.**

The Effect of Voidage on the Drag Force on Particles, Droplets and Bubbles in Dispersed Two-Phase Flow.

*In Japanese European Two-Phase Flow Meeting*, Tshkuba, Japan, 2000.

(citado en pp. 44, 45)

**Rutland C. J.**

Large-eddy simulations for internal combustion engines - a review.

*International Journal of Engine Research*, Vol. 12, N<sup>o</sup>. 5, pp. 421–451, 2011.

(citado en pp. 2, 12)

**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 doctoral, Universidad Politécnica de Valencia, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos, 2003.

(citado en p. 16)

**Sarre C. V. K., kong S. C. y Reitz R. D.**

Modelling the effects of injector nozzle geometry on Diesel Sprays.

*SAE Paper 1999-01-0912*, 1999.

(citado en p. 18)

**She J.**

Experimental Study on Improvement of Diesel Combustion and Emissions Using Flash Boiling Injection.

*SAE Paper 2010-01-0341*, 1974.

(citado en p. 24)

**Siebers D.**

Effects of Gas Density and Vaporization on Penetration and Dispersion of Diesel Sprays.

*SAE Paper 960034*, 1996.

(citado en pp. 73, 74, 90, 121, 133, 134, 147)

**Siebers D.L.**

Scaling Liquid-Phase Fuel Penetration in Diesel Sprays Based On Mixing-Limited Vaporization.

*SAE Paper 980809*, 1998.

(citado en p. 53)

**Siebers D.L.**

Scaling Liquid-Phase Fuel Penetration in Diesel Sprays Based on Mixing-Limited Vaporization.

*SAE Paper 1999-01-0528*, 1999.

(citado en p. 150)

**Siebers D.L.**

Recent developments on diesel fuel jets under quiescent conditions.

*Flow and Combustion in Reciprocating Engines Experimental Fluid Mechanics*, pp. 257-308, 2009. (citado en p. 11)

**Simonin O.**

Prediction of the dispersed phase turbulence in particle-laden jets.

*Fourth International Symposium on Gas-Solid Flows*, ASME FED, Vol. 121, pp. 197-206, 1991. (citado en p. 52)

**Sirignano W. A.**

*Fluid Dynamics and Transport of Droplets and Sprays*.

(citado en pp. 44, 53)

**Soare V.**

*Phase Doppler Measurements in Dense Diesel Sprays: Optimisation of Measurements and Study of the Orifice Geometry Influence over the Spray at Microscopic Level*.

Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos, Universidad Politécnica de Valencia, 2007. (citado en p. 25)

**Stiesch G.**

*Modeling Engine Spray and Combustion Processes*.

Editorial Springer, 2003.

(citado en pp. 11, 14, 15, 26, 27, 28, 31, 37, 38, 39, 40, 52, 55, 56)

**Streeter V. L. W.**

*Fluid Mechanics*.

Editorial MacGrawHill, 1998.

(citado en p. 43)

**Su T. F., Patterson M. A., Reitz R. D. y Farrell P. V.**

Experimental and numerical studies of high pressure multiple injection sprays.

*SAE Paper 960861*, 1996.

(citado en pp. 31, 32)

**Sussman M. y Puckett E. G.**

A coupled Level Set and Volume-of-fluid method for computing 3D and Axisymmetric incompressible flow.

*Journal of Computational Physics*, Vol. 162, pp. 301-337, 2000.

(citado en p. 13)

**Taylor G. I.**

The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes.

*I. Proc. Roy. Soc. A*, Vol. 201, pp. 192-196, 1950.

(citado en p. 27)

**Taylor G. I.**

Generation of ripples by wind blowing over a viscous fluid.

*Scientific Papers of Sir G.I. Taylor*" (Ed. G.K. Batchelor), 3, Cambridge University Press Paper written for the Chemical Defence Research Department, Ministry of Supply, 1963.

(citado en p. 27)

**Tonini S., Gavaises M., Arcoumanis C. y Theodorakakos A.**

Prediction of Liquid and Vapor Penetration of High Pressure Diesel Sprays.

*SAE Paper SAE Paper 2006-01-0242*, 2006.

(citado en pp. 15, 44, 45, 56)

**Tonini S., Gavaises M. y Theodorakakos A.**

Modelling of high-pressure dense Diesel sprays with adaptative local grid refinement.

*J. of Heat and Fluid Flow*, Vol. 29, pp. 427-448, 2008.

(citado en p. 64)

**Turns S. R.**

*An introduction to Combustion.*

Editorial MacGraw-Hill, 2000.

(citado en p. 48)

**Vallet A., Burluka A. A. y Borghi R.**

Development of an Eulerian model for the Atomization of a liquid jet.

*Atomization and sprays*, Vol. 11, pp. 619–642, 2001.

(citado en p. 13)

**Valentino M., Jiang X. y Zhao H.**

A comparative RANS/LES study of transient gas jets and sprays under Diesel conditions.

*Atomization and Sprays*, Vol. 17, pp. 451–472, 2007.

(citado en pp. 27, 31, 32)

**Villiers E., Gosman A. y Weller H.**

Large Eddy Simulation of Primary Diesel Spray Atomization.

*SAE Paper 2004-01-0100*, 2004.

(citado en p. 13)

**Wallis G. B.**

*One Dimensional and Two Phase Flow.*

McGraw-Hill Book Co., New York, 1969.

(citado en pp. 80, 120)

**Weber C.**

Desintegration of Liquid Jets.

*Angew. Math. Mech.*, Vol. 11, N<sup>o</sup>. 2, pp. 136–159, 1931.

(citado en p. 18)

**Wierzba A.**

Deformation and Breakup of Liquid Drops in a Gas Stream a Nearly Critical Weber Numbers.

*Experiments in Fluids*, Vol. 9, pp. 59–64, 1993.

(citado en p. 23)

**Williams F. A.**

*Combustion Theory, 2nd Edition, Addison-Wesley Publishing Co., Reading, MA, 1985.*

(citado en pp. 14, 62)

**Wu J. S., Liu Y. J. y Sheen H. J.**

Effects of ambient turbulence and fuel properties on the evaporation rate of single droplets.

*Int J Heat Mass Transfer*, Vol. 44, pp. 4593–4603, 2001.

(citado en p. 50)

**Xin J., Ricart L. y Reitz R. D.**

Computer Modeling of Diesel Spray Atomization and Combustion.

*Combustion Science and Technology*, Vol. 137, pp. 171–194, 1998.

(citado en p. 30)

**Yakhot V. y Orszag S. A.**

Renormalization group analysis of turbulence I: Basic theory.

*J. Scientific Computing*, Vol. 1, pp. 1–51, 1986.

(citado en p. 91)

**Yakhot V., Orszag S. A., Thangam S., Gatski T. B. y Speziale C. G.**

Development of turbulence models for shear flows by a double expansion technique.

*Phys. Fluids*, Vol. A4, N<sup>o</sup>. 7, pp. 1510–1520, 1992.

(citado en p. 91)

**Yang X., Takamoto Y. y Okajima A.**

Improvement of three-dimensional diesel spray modeling in near region with coarse mesh.

*SAE Paper 2000-01-0274*, 2000.

(citado en p. 15)

**Yuen M. C. y Chen L. W.**

On drag of evaporating liquid droplets.

*Combust. Sci. and Tech.*, Vol. 14, pp. 147–154, 1976.

(citado en pp. 44, 47)