

UNIVERSITAT POLITÈCNICA DE VALÈNCIA
DEPARTAMENTO DE MÁQUINAS Y MOTORES TÉRMICOS



UNIVERSITAT
POLITÈCNICA
DE VALÈNCIA

CARACTERIZACIÓN EXPERIMENTAL DE LA
CONCENTRACIÓN DE HOLLÍN EN LLAMAS DIESEL
MEDIANTE INCANDESCENCIA INDUCIDA POR
LÁSER

TESIS DOCTORAL

Realizada por:

D. Jorge Enrique Buitrago García

Dirigida por:

Dr. D. José Vicente Pastor Soriano

Valencia, Enero de 2016

TESIS DOCTORAL

CARACTERIZACIÓN EXPERIMENTAL DE LA CONCENTRACIÓN DE HOLLÍN EN LLAMAS DIESEL MEDIANTE INCANDESCENCIA INDUCIDA POR LÁSER

Realizada por: D. Jorge Enrique Buitrago García
Dirigida por: Dr. D. José Vicente Pastor Soriano

TRIBUNAL CALIFICADOR:

Presidente: Dr. D. Jaime Alberto Broatch Jacobi
Secretario: Dr. D. José Enrique Juliá Bolívar
Vocal: Dr. D. Andrés Melgar Bachiller

Examinadores externos:

Dr. D. Octavio Armas Vergel
Dr. D. José Enrique Juliá Bolívar
Dr. D. Francisco Tinaut Fluixá

Valencia, Enero de 2016

Resumen

La técnica de incandescencia inducida por láser (LII) es una herramienta de diagnóstico óptico que permite la medición directa de la concentración, tamaño y distribución de partículas de hollín. Esta técnica consiste en la detección de la señal de alta incandescencia emitida por las partículas de hollín que al ser calentadas mediante el uso pulsos láseres altamente energéticos, aumentan su temperatura hasta alcanzar temperaturas cercanas al punto de sublimación del hollín (~ 4000 K) como consecuencia de la absorción de energía y de un complejo balance de calor y masa. El objetivo de esta Tesis Doctoral consiste en desarrollar una metodología experimental para la medida de los campos de concentración de hollín en llamas Diesel mediante la técnica de incandescencia inducida por láser.

El desarrollo de la metodología se compone de dos partes fundamentales. La primera de ellas se centra en la calibración de la señal de incandescencia inducida por láser en un llama de difusión laminar en condiciones atmosféricas, utilizando como referencia el método de extinción de luz. Esta calibración permite obtener valores cuantitativos de la concentración de hollín. Conjuntamente con las medidas de LII, se han obtenido medidas de la dispersión elástica de Rayleigh (LES), lo que ha permitido el cálculo de los mapas de probabilidad, número y diámetro relativo de partículas. Para este propósito se han tenido que desarrollar diferentes algoritmos y correcciones mediante procesamiento digital de imágenes. En esta investigación también se ha hecho uso de un modelo teórico de la señal de incandescencia para la correcta interpretación de las imágenes en la cámara de combustión, conocer sus limitaciones y proponer las correcciones necesarias bajo diferentes condiciones experimentales.

La segunda parte corresponde a las medidas de concentraciones de hollín en una llama turbulenta Diesel. En este caso, se ha utilizado una instalación experimental que permite reproducir las condiciones termodinámicas de un motor Diesel. Mediante el seguimiento estricto de la metodología desarrollada en la primera parte, y con las adaptaciones y correcciones correspondientes a sistemas de alta presión como lo son los motores de encendido por compresión, se ha realizado una serie de estudios paramétricos con el fin de caracterizar los efectos en las variaciones de la presión de inyección de combustible, propiedades termodinámicas del aire y diámetro de tobera sobre los mapas de concentración de hollín. En el análisis de resultados se han utilizado otras técnicas ópticas, con el fin de comprender los fenómenos que determinan los procesos de formación y oxidación de hollín en llamas turbulentas.

Resum

La tècnica d'incandescència induïda per làser (LII) és una ferramenta de diagnòstic òptic que permet el mesurament directe de la concentració, grandària i distribució de partícules de sutja. Esta tècnica consistix en la detecció del senyal d'alta incandescència emesa per les partícules de sutja que al ser calfades per mitjà de l'ús polsos làseres altament energètics, augmenten la seua temperatura fins a aconseguir temperatures pròximes al punt de sublimació de la sutja (~ 4000 K) com a conseqüència de l'absorció d'energia i d'un complex balanç de calor i massa. L'objectiu d'esta Tesi Doctoral consistix a desenrotllar una metodologia experimental per a la mesura dels camps de concentració de sutja en flames Dièsel per mitjà de la tècnica d'incandescència induïda per làser.

El desenrotllament de la metodologia es compon de dos parts fonamentals. La primera d'elles se centra en la calibratge del senyal d'incandescència induïda per làser en un flama de difusió laminar en condicions atmosfèriques, utilitzant com a referència el mètode d'extinció de llum. Esta calibratge permet obtindre valors quantitius de la concentració de sutja. Conjuntament amb les mesures de LII, s'han obtingut mesures de la dispersió elàstica de Rayleigh (LES), la qual cosa ha permés el càlcul dels mapes de probabilitat, número i diàmetre relatiu de partícules. Per a este propòsit s'han hagut de desenrotllar diferents algorismes i correccions per mitjà de processat digital d'imatges. En esta investigació també s'ha fet ús d'un model teòric del senyal d'incandescència per a la correcta interpretació de les imatges en la cambra de combustió, conèixer les seues limitacions i proposar les correccions necessàries davall diferents condicions experimentals.

La segona part correspon a les mesures de concentracions de sutja en una flama turbulenta Dièsel. En este cas, s'ha utilitzat una instal·lació experimental que permet reproduir les condicions termodinàmiques d'un motor Dièsel. Per mitjà del seguiment estricte de la metodologia desenrotllada en la primera part, i amb les adaptacions i correccions corresponents a sistemes d'alta pressió com ho són els motors d'encesa per compressió, s'ha realitzat una sèrie d'estudis paramètrics a fi de caracteritzar els efectes en les variacions de la pressió d'injecció de combustible, propietats termodinàmiques de l'aire i diàmetre de tovera sobre els mapes de concentració de sutja. En l'anàlisi de resultats s'han utilitzat altres tècniques òptiques, a fi de comprendre els fenòmens que determinen els processos de formació i oxidació de sutja en flames turbulentes.

Abstract

Laser-induced incandescence (LII) is an optical diagnostic technique that can be used to measure the concentration and primary-particle size distributions of soot with high selectivity. This technique consists of rapid particle heating from the local ambient temperature to close to the soot sublimation temperature (~ 4000 K) by means of a highly energetic laser source, and the immediate recording of the strong thermal radiation as a result of a complex heat and mass transfer balance. The aim of this work is to develop an experimental methodology for measuring the soot concentration in diesel flames by means of laser-induced incandescence.

The development of the methodology consists of two main parts. The first focuses on the calibration of the laser-induced incandescence signal in a laminar diffusion flame under atmospheric conditions, by using the light extinction method as a reference technique. This calibration allows for quantitative values of the concentration of soot. Along with LII measurements, simultaneous laser elastic-scattering measurements (LES) were obtained, which allowed the calculation of the maps of probability, number and relative particle diameter. For this purpose, different algorithms and corrections by digital image processing were developed. This research has also made use of a theoretical model for the LII signal with the intention of developing an adequate interpretation of the images inside the combustion chamber, identify the main limitations of the technique and propose the necessary corrections under different experimental conditions.

The second part is an experimental study of the soot concentration field in a turbulent diesel flame. In this case, an experimental set-up that reproduces the thermodynamic conditions of a diesel engine was used. By strictly following the methodology developed in the first part, along with the adjustments and corrections for high-pressure systems such as compression-ignition engines, a series of parametric studies were carried out in order to characterise the effects of variations in fuel injection pressure, thermodynamic properties of air and nozzle diameter on the soot concentration distribution and its relationship with the flame structure. In this analysis, results from other optical techniques have been used, in order to understand the phenomena that determine the processes of formation and soot oxidation in turbulent flames.

*A mi familia,
la de ahora y la de siempre.*

”Truth is ever to be found in simplicity, and not in the multiplicity and confusion of things.”

Sir Isaac Newton

Agradecimientos

En primer lugar, quisiera agradecer a los responsables del Departamento de Máquinas y Motores Térmicos, CMT-Motores Térmicos de la Universidad Politécnica de Valencia, Francisco Payri y José María Desantes, por la gran oportunidad que me brindaron, hace ya algunos años, de hacer parte de su grupo de trabajo. En especial, quiero mencionar a mi Director de Tesis Doctoral, José Vicente Pastor Soriano, por el apoyo y la paciencia que me ha prestado durante todo este tiempo.

De igual forma, quiero agradecer a los que fueron mis compañeros de trabajo en el grupo de Técnicas Ópticas, Quique, Daniel, Carlos, Dani Lérica, Maricel, que de una manera u otra, aportaron mucho con sus horas de trabajo y su atenta disposición para resolver cualquier duda. También quiero expresar mi deseo de agradecimiento a las personas que realizaron su Proyecto Fin de Carrera conmigo, Federico, Jaime, Esther y Steve, así como quienes compartieron sus experiencias durante su paso por el Departamento, David, Inma, Tony, Chiara, Remy, Sjoerd, Vlad, Elena, Bart, Loïc y Julián, también a los técnicos de los laboratorios y todo el personal de informática.

Durante mi paso por el Departamento, tuve el placer de trabajar con muchas personas a las que quiero agradecer sus aportes en mi formación académica: Xemary, Jean Arreglé, Javi López, José Manuel Pastor, Raúl Payri, Vicente Bermúdez y a Antonio Torregrosa por su valiosa ayuda en la consulta y adquisición del material bibliográfico. Igualmente quiero expresar mi sentido de gratitud al personal de secretaría y administración del Departamento.

Finalmente, queda mi familia, a la que le agradezco su apoyo en la distancia, pero también en la cercanía. En especial, a mi madre, Rosalba, porque ella siempre será parte de todo lo bueno que haga en mi vida. Y gracias a Lili, por su apoyo más que incondicional, por la paciencia, por sus consejos, y por permitirme construir sueños, que ahora ahora más que nunca, se están convirtiendo en realidad.

Índice general

1. Planteamiento de la tesis	1
1.1. Introducción y antecedentes	3
1.2. Motivación	5
1.3. Objetivos y metodología	7
1.4. Estructura de la tesis doctoral	9
Bibliografía	9
2. Técnicas láser aplicadas al diagnóstico del proceso de inyección-combustión	15
2.1. Introducción	17
2.2. El proceso de combustión en un motor Diesel	18
2.2.1. Fases de la combustión Diesel	20
2.2.2. Modelo clásico del proceso de combustión Diesel	22
2.2.3. Modelo actual del proceso de combustión Diesel	24
2.2.4. Comparación entre el modelo clásico y el modelo conceptual de la combustión Diesel	28
2.3. Implementación de técnicas láser en la cámara de combustión de un MEC	29
2.3.1. Caracterización de la inyección Diesel	31
2.3.1.1. Fases líquida y vapor	32
2.3.1.2. Medidas de velocidad y tamaño de gotas	42
2.3.2. Diagnósticos de la combustión Diesel	44
2.3.2.1. Diagnósticos de hollín	45

2.3.2.2. Medidas de temperatura y emisiones	47
2.4. Resumen y conclusiones	51
Bibliografía	54
3. Aplicación de LII en MCIA	65
3.1. Introducción	67
3.2. Conceptos sobre partículas de hollín	67
3.2.1. Morfología y estructura del hollín	68
3.2.2. Proceso de formación de hollín	71
3.2.3. Proceso de oxidación del hollín	74
3.3. Interacción entre partículas de hollín y la luz	75
3.4. Definición de incandescencia inducida por láser (LII)	78
3.5. Estudios preliminares de la técnica	78
3.5.1. Modelo teórico	79
3.5.1.1. Balance de energía	81
3.5.1.2. Balance de masa	90
3.5.2. Relación entre la señal de LII y la fracción volumétrica de hollín	91
3.5.3. Descripción del sistema experimental	93
3.5.4. Consideraciones especiales para la aplicación de LII	94
3.5.4.1. Longitud de onda y energía de excitación láser	94
3.5.4.2. Perfil de intensidad láser	96
3.5.4.3. Región espectral de detección	97
3.5.4.4. Ancho de ventana de detección y tiempo	98
3.6. Medida de concentraciones de hollín en la cámara de com- bustión	99
3.7. Resumen y conclusiones	100
Bibliografía	101

4. Medida de la concentración de hollín en la cámara de combustión	113
4.1. Introducción	115
4.2. Incandescencia inducida por láser (LII)	115
4.3. Sistema experimental principal	117
4.3.1. Motor térmico	117
4.3.2. Sistema de inyección	119
4.3.3. Sistema óptico	120
4.4. Sistema experimental auxiliar	125
4.4.1. Quemador de llama difusiva	125
4.4.2. Sistema óptico para el método de extinción de luz . . .	126
4.5. Calibración del sistema	126
4.5.1. Interpretación de la señal de incandescencia	127
4.5.2. Caracterización de la señal de incandescencia	129
4.5.2.1. Espectro de incandescencia de las partículas de hollín	129
4.5.2.2. Tiempo de vida medio de la radiación de incandescencia	130
4.5.3. Métodos de calibración y procedimientos de corrección .	132
4.5.3.1. Método de extinción de luz	132
4.5.3.2. Corrección de la lámina láser	137
4.5.4. Criterios para establecer la constante de calibración . .	140
4.6. Pre-procesado, segmentación y procesado de la información . .	146
4.7. Aplicación de los procedimientos de corrección para la combustión turbulenta	148
4.7.1. Consideraciones acerca de la repetibilidad del fenómeno	150
4.7.2. Mapas de probabilidad de concentración de hollín . . .	152
4.7.3. Corrección por absorción	152
4.7.4. Corrección por auto-absorción	155
4.7.5. Corrección por presión y temperatura del gas ambiente	155
4.8. Medidas simultáneas de LII y LES	158

4.8.1. Cálculo de mapas de diámetro relativo de partícula . . .	161
4.8.2. Cálculo de mapas de número relativo de partículas . . .	161
4.9. Sensibilidad de la técnica	162
4.9.1. Efecto de la potencia láser sobre la señal de LII	163
4.9.2. Interferencias espectrales	164
4.9.3. Sensibilidad al tamaño de partícula	165
4.10. Resumen y conclusiones	166
Bibliografía	169
5. Análisis experimental de la concentración de hollín en llamas Diesel	179
5.1. Introducción	181
5.2. Estudio experimental	181
5.2.1. Técnicas básicas implementadas	182
5.2.2. Medidas de concentración de hollín	183
5.3. Influencia de la presión de inyección	189
5.4. Influencia de las condiciones termodinámicas del aire	201
5.5. Influencia del diámetro de tobera	210
5.6. Resumen y conclusiones	223
Bibliografía	226
6. Conclusiones y desarrollos futuros	229
6.1. Conclusiones	231
6.2. Desarrollos futuros	237

Tabla de símbolos

Latinos

a_{HC}	Radio equivalente de conducción [nm]
A_{21}	Coefficiente de Einstein de emisión espontánea [s^{-1}]
A_s	Area superficial de la partícula [m^2]
B_{12}	Coefficiente de Einstein de absorción estimulada [s^{-1}]
c	Velocidad de la luz [$m s^{-1}$]
c_1	Distancia de separación entre partículas [m]
C_{abs}	Matriz de corrección para la absorción de la lámina láser [$u.a.$] Sección transversal de absorción [m^2]
C_{calib}	Constante de calibración para el sistema LII [$u.a.$]
C_{cs}	Constante de calibración del sistema [$u.a.$]
C_{LII}	Factor de corrección de la señal LII debido a cambios en las condiciones termodinámicas del gas [$u.a.$]
C_n	Densidad numérica de partículas [m^{-3}]
C_{prop}	Constante de proporcionalidad [$u.a.$]
C_s	Calor específico del hollín [$J kg^{-1} K^{-1}$]
C_{self}	Matriz de corrección para la auto-absorción de la señal LII [$u.a.$]
d_{eq}	Diámetro equivalente [mm]
D_{10}	Diámetro aritmético medio [nm], pero para este trabajo se consideraba un diámetro relativo medio [-]
D_f	Dimensión fractal [-]
D_h	Constante D para el escalado del diámetro equivalente [-]
D_{HC}	Diámetro equivalente de conducción [nm]
D_p	Diámetro de partícula primaria [nm]
e_λ	Potencia emisiva monocromática [$W m^{-2} nm^{-1}$]
$e_{\lambda,b}$	Potencia emisiva monocromática de cuerpo negro [$W m^{-2} nm^{-1}$]

$e_{\lambda,p}$	Potencia emisiva monocromática de la partícula [$W m^{-2} nm^{-1}$]
$E(m_{soot})$	Índice refractivo del hollín [-]
f_E	Factor de corrección de Eucken para la conductividad térmica de gases poliatómicos [-]
f_v	Fracción volumétrica de hollín [ppm]
F	Fluencia láser [$J m^{-2}$]
(F/A)	Proporción másica combustible-aire [-]
F_{st}	Dosado estequiométrico [-]
h	Constante de Planck ($J s$)
h_c	Coefficiente de transferencia de calor [$W m^{-2} K^{-1}$]
I	Intensidad de luz [$W m^{-2}$]
k_4	Constante particular de las distribuciones espaciales de las propiedades del chorro mediante expresiones analíticas [$u.a.$]
k_B	Constante de Boltzmann [$J K^{-1}$]
k_f	Prefactor fractal [m^{-3}]
k_h	Constante k para el escalado del diámetro equivalente [-]
K_{abs}	Coefficiente de absorción de luz [m^{-1}]
K_{ext}	Coefficiente de extinción de luz [m^{-1}]
K_{opt}	Matriz de corrección para el sistema óptico [$u.a.$]
K_{so}	Eficiencia del sistema óptico [-]
Kn	Número de Knudsen [-]
L	Longitud recorrida por la luz [m]
L_c	Distancia característica de la partícula [nm]
m_g	Masa promedio de las moléculas de gas [kg]
m_s	Masa de la partícula [kg]
\dot{m}	Gasto másico [$kg s^{-1}$]
M_{comp}	Matriz de corrección de las inhomogeneidades de la lámina láser [$u.a.$]
M_v	Peso molecular promedio del vapor de hollín [$kg mol^{-1}$]
n	Número de especies en la muestra [-] Número de sectores radiales [-]
\bar{n}	Parte real del índice refractivo de la partícula [-]
N_A	Número de Avogadro [$kmol^{-1}$]
N_c	Densidad de moléculas en el volumen de control [cm^{-3}]
N_C	Flujo molecular para el régimen continuo [$m^{-2} s^{-1}$]
N_{FM}	Flujo molecular para el régimen libre molecular [$m^{-2} s^{-1}$]

N_p	Densidad de partículas o moléculas en un gas [cm^{-3}]
N_v	Coeficiente difusivo molecular [$m^{-2} s^{-1}$]
p_g	Presión del gas ambiente [Pa]
p_v	Presión de vapor del hollín [Pa]
P_{LII}	Probabilidad de que un píxel tenga información de la señal LII [-]
Q_{21}	Factor de quenching [s^{-1}]
Q_{abs}	Eficiencia de absorción de la partícula [-]
\dot{Q}_{abs}	Tasa de absorción de radiación láser [W]
\dot{Q}_{cond}	Tasa de transferencia de energía por conducción de calor [W]
\dot{Q}_C	Tasa de conducción de calor en la parte externa de la esfera equivalente [W]
\dot{Q}_{int}	Tasa de almacenamiento de energía interna de la partícula [W]
\dot{Q}_{rad}	Tasa de transferencia de energía por radiación [W]
\dot{Q}_{sub}	Tasa de transferencia de energía por sublimación [W]
\mathbf{r}_0	Vector de posición del centro del agregado [m]
\mathbf{r}_i	Vector de posición del centro de la i -ésima esfera [m]
R	Constante universal de los gases [$J mol^{-1} K^{-1}$]
R_g	Radio de giro del agregado de hollín [nm]
S	Señal de tipo óptico [$u.a.$]
S_{LII}	Señal de incandescencia inducida por láser [$u.a.$]
S'_{LII}	Señal LII corregida [$u.a.$]
T_i	Temperatura inicial de la partícula [$^{\circ}C, K$]
T_g	Temperatura del gas ambiente [$^{\circ}C, K$]
T_p	Temperatura de la partícula [$^{\circ}C, K$]
T_v	Temperatura de vaporización [$^{\circ}C, K$]
T_w	Temperatura de superficies radiativas [$^{\circ}C, K$]
T_{α}	Temperatura del gas ambiente [$^{\circ}C, K$]
T_{δ}	Temperatura dentro de la esfera límite [$^{\circ}C, K$]
V	Volumen de la partícula [m^3]
w	Número de sectores angulares [-]
$w(y)$	Longitud de la cintura del perfil del haz láser en la posición y [mm]

Griegos

α	Coeficiente de acomodación térmica [-]
α_r	Coeficiente de absorción para la Rodamina B [$cm^2 mg^{-1}$]
$\alpha_{\lambda,p}$	Absortividad monocromática de la partícula [-]
β	Coeficiente de acomodación de masa [-]
γ_g	Relación de calores específicos [-]
γ^*	Relación de calores específicos promedio [-]
δ	Distancia entre la partícula de hollín y la esfera límite [nm]
ΔH_v	Entalpía de formación para sublimación de hollín [$J mol^{-1}$]
$\epsilon_{\lambda,w}$	Emisividad espectral monocromática de superficies radiactivas [-]
$\epsilon_{\lambda,p}$	Emisividad espectral monocromática de la partícula [-]
ζ	Factor de englobamiento del aire [-]
η_c	Eficiencia del sistema óptico [-]
θ	Angulo de dispersión [sr] Angulo de apertura del chorro [$^\circ$]
λ	Longitud de onda [nm]
λ_g	Distancia libre intermolecular [nm]
Λ_i	Funciones para la esfera equivalente [-]
ρ	Densidad de la sustancia [$kg m^{-3}$]
ρ_r	Concentración de Rodamina B en la muestra [$mg cm^{-3}$]
ρ_s	Densidad del hollín [$kg m^{-3}$]
σ_i	sección transversal efectiva de dispersión Rayleigh [m^2]
τ	Constante de tiempo de la caída exponencial [s^{-1}]
ϕ	Dosado [-]
ϕ_{tob}	Diámetro de la tobera [μm]
χ_i	Fracción molar de la especie i [-]
Ω	Factor de escalamiento [-]
Ω_R	Angulo sólido del sistema óptico [sr]

Subíndices y superíndices

<i>a</i>	Aire
	Absorción
<i>A</i>	Absorbente
<i>det</i>	Detección
<i>f</i>	Combustible
<i>F</i>	Referido a la fluorescencia
<i>g</i>	Gas ambiente
<i>mie</i>	Referido al régimen de Mie
<i>o</i>	Referido a condiciones iniciales
<i>real</i>	Referido a condiciones reales
<i>Ray</i>	Referido al régimen de Rayleigh
<i>st</i>	Condiciones estequiométricas
<i>turb</i>	Referido a condiciones turbulentas
<i>T</i>	No absorbente
<i>v</i>	Volumen

Siglas

CARS	Dispersión Raman Anti-Stokes Coherente (<i>Coherent Anti-Stokes Raman Scattering</i>)
CFD	Dinámica Computacional de Fluidos (<i>Computational Fluid Dynamics</i>)
CRD	<i>Cavity Ringdown</i>
DSMC	Simulación Directa de Monte Carlo (<i>Direct Simulation Monte Carlo</i>)
ELPI	Electrical Low Pressure Impactor
HCCI	Encendido por Compresión de Carga Homogénea (<i>Homogeneous Charge Compression Ignition</i>)
LES	Dispersión Elástica Láser (<i>Laser Elastic-Scattering</i>)
LIF	Fluorescencia Inducida por Láser (<i>Laser-induced Fluorescence</i>)
LII	Incandescencia Inducida por Láser (<i>Laser-induced Incandescence</i>)

LoL	Longitud de lift-off (<i>Length of lift-off</i>)
MCIA	Motores de Combustión Interna Alternativos
MEC	Motor de Encendido por Compresión
MEP	Motor de Encendido Provocado
PAH	Hidrocarburos Policíclicos Aromáticos (<i>Polycyclic Aromatic Hydrocarbons</i>)
PM	Material Particulado (<i>Particulate Matter</i>)
SMPS	<i>Scanning Mobility Particle Sizer</i>
TEM	Microscopio electrónico de barrido (<i>Transmission Electron Microscopy</i>)
TEOM	Microbalanza oscilante (<i>Tapered Element Oscillating Microbalance</i>)
TTL	Señal lógica transistor a transistor (<i>Transistor-Transistor Logic</i>)
UFP	Partículas ultrafinas (<i>Ultrafine Particles</i>)
UV	Región Ultravioleta

Capítulo 1

Planteamiento de la tesis

Contenido

1.1. Introducción y antecedentes	3
1.2. Motivación	5
1.3. Objetivos y metodología	7
1.4. Estructura de la tesis doctoral	9
Bibliografía	9

1.1. Introducción y antecedentes

El crecimiento del mercado de los motores Diesel en Europa, motivado como una alternativa realista frente a los motores de gasolina en cuanto a rendimiento, prestaciones y fiabilidad ha motivado a que la industria de la automoción realice grandes esfuerzos con el objetivo de cumplir con las exigentes normativas de control de emisiones contaminantes. Aunque los motores de encendido por compresión (MEC) son actualmente las máquinas térmicas más prácticas y eficientes para el transporte terrestre, sus altas emisiones de NO_x (óxidos de nitrógeno) y material particulado son tema de preocupación y de investigación de la comunidad científica [1–4]. Los óxidos de nitrógeno (NO) contribuyen a la formación de la lluvia ácida [5] y a la destrucción de la capa de ozono [6]. Existen varios mecanismos que conducen a la formación de NO [7–9], siendo el de Zeldovich [7] (mecanismo de formación térmica de NO) que tiene lugar en regiones de alta temperatura (> 1800 K)) el mecanismo más importante en los procesos de formación de NO en motores Diesel.

Ahora, el concepto de material particulado (PM, por sus siglas en inglés) en motores Diesel se refiere a la compleja mezcla de compuestos tanto en estado líquido como en estado sólido. El componente líquido incluye componentes como hidrocarburos, agua, sulfatos, mientras que el componente sólido incluiría las partículas de hollín, cenizas, nitratos y trazas de otros elementos. Aunque la emisión de material particulado en térmicos másicos ha ido disminuyendo progresivamente en los MEC, últimamente el número total de partículas se ha ido incrementando de manera significativa debido al cambio en las estrategias de combustión y al aumento progresivo del número de vehículos. Así, las partículas emitidas por los motores Diesel contienen compuestos orgánicos adheridos a su núcleo de origen carbónico (partícula de hollín) [2–4, 10, 11] y pueden representar entre el 20 % y el 80 % del peso del material particulado [12]. El hollín tiene su origen en sectores de la llama donde la concentración *combustible/aire* es muy rica [13].

Una gran parte de la investigación y el desarrollo de la industria motorista se ha centrado en el desarrollo de una serie de tecnologías y aplicaciones relacionadas con el proceso de combustión en motores Diesel, buscando un mejor balance entre calidad del aire, prestaciones y durabilidad. De esta forma, hoy en día se recurre a nuevas técnicas y procedimientos que permiten adaptar los diferentes subsistemas integrantes del motor entre sí e intentar comprender los fenómenos allí involucrados. Estudios recientes [14–19] han demostrado que el proceso de combustión está estrechamente relacionado con la calidad del chorro de combustible, su distribución y mezcla en la cámara de combustión. Parámetros como la geometría de la tobera, la presión de inyección y las condi-

ciones termodinámicas en la cámara de combustión determinan ampliamente la estructura del chorro y el posterior proceso de evaporación. Con estas consideraciones, se hace necesario el estudio espacio-temporal de los procesos de inyección-combustión en condiciones experimentales similares a las que se dan en un motor real. Los resultados pueden ser utilizados para aclarar las relaciones existentes entre los procesos de inyección, combustión y formación de contaminantes, mejorando así los modelos teóricos de estos fenómenos.

De este modo, el grupo de investigación del Departamento de Máquinas y Motores Térmicos de la Universidad Politécnica de Valencia ha centrado su actividad docente e investigadora en el estudio de los diferentes procesos termofluidodinámicos que tienen lugar en los motores de combustión interna alternativos. La parte investigadora está centrada en los motores de encendido por compresión (MEC), apoyada en la ejecución de proyectos de investigación financiados por fondos nacionales o europeos, de carácter público o privado y en estrecha colaboración con centros de investigación de reconocido prestigio, tanto desde el punto de vista científico como empresarial. La importancia del desarrollo de herramientas experimentales para un análisis sencillo de la fenomenología en los MEC ha motivado la aplicación de técnicas ópticas de visualización y medida en las diferentes instalaciones disponibles (maquetas de flujo, motores con accesos ópticos). Todo ello ha llevado al desarrollo y posterior divulgación de diferentes trabajos de investigación y tesis doctorales que sirven igualmente de soporte conceptual para el presente trabajo de investigación. La tesis doctoral de Martínez [20] se centró en el diseño, desarrollo y puesta a punto de una instalación experimental para simular las condiciones termodinámicas que se producen en el interior de un motor Diesel de inyección directa, tanto para atmósfera inerte como para atmósfera reactiva (combustión). Las tesis doctorales realizadas por los autores Palomares [21] y Juliá [22] se integran en el ámbito específico de desarrollo de herramientas experimentales y metodológicas para el análisis del proceso de inyección. La tesis doctoral de Zapata [23] se centró en el desarrollo de metodologías mediante procesado digital de imágenes para la caracterización experimental de los procesos de inyección de combustible, evaporación y formación de mezcla, autoencendido y combustión en toberas reales de múltiples orificios de motores Diesel. Por otro lado, las tesis doctorales de López [24] y García [25] se centraron más en el aspecto de modelado y análisis del proceso de inyección-combustión, aunque también con un gran componente experimental basado en la aplicación de técnicas ópticas convencionales.

1.2. Motivación

Las emisiones de los vehículos equipados con motor Diesel (tanto tráfico terrestre como marítimo) son la mayor fuente de generación de partículas gruesas, finas y ultrafinas presentes en el aire atmosférico, todas ellas con un alto riesgo toxicológico para los seres vivos [1, 3, 4, 26]. Estudios epidemiológicos han asociado el material particulado emitido por los motores Diesel con enfermedades cardiovasculares y algunos tipos de cáncer [3, 27–30]. Recientemente, el interés se ha centrado en las partículas ultrafinas (UFP) con un diámetro inferior a los 100 nm, las cuales son más abundantes en número pero con una pequeña contribución en masa. La alarma científica ante los recientes estudios indicativos de los efectos nocivos de las partículas sobre los seres vivos han dado lugar a la implantación de límites de emisión cada vez más restrictivos. Así pues, es evidente que hay una necesidad apremiante por mejorar los procesos de combustión.

En la actualidad existen tres opciones diferentes para controlar las emisiones de material particulado en motores Diesel: *i) reducción de partículas en la cámara de combustión, ii) post-tratamiento en el sistema de escape, y iii) sustitución (parcial o total) del combustible*. Con el objetivo de cumplir con las actuales y futuras normativas ambientales a nivel internacional es necesario combinar eficientemente éstas tres opciones. No obstante, esta tesis doctoral se enmarca más dentro de la primera opción, intentando dar una explicación de la fenomenología del proceso de combustión y su relación con la formación/oxidación del hollín en la cámara de combustión.

Las técnicas de diagnóstico óptico ofrecen un gran potencial para obtener información de los procesos de inyección-combustión de una forma no intrusiva. Hoy en día se dispone de muchas técnicas basadas en sistemas láser para investigar el proceso de combustión *in-situ* [31], pero a día de hoy, al menos en principio, la única técnica que permite medir *in-situ* la concentración de hollín y el diámetro de partícula primaria es la denominada incandescencia inducida por láser (LII, por sus siglas en inglés). La implementación de esta técnica como diagnóstico de la combustión proporciona una herramienta de gran utilidad para el análisis de la combustión y el entendimiento de los fenómenos de formación-oxidación del hollín. Esta técnica no intrusiva implica el rápido calentamiento de las partículas de hollín con una fuente láser pulsada (altamente energética) y la detección de la emisión térmica visible (incandescencia) de las partículas. La incandescencia inducida por láser es una técnica muy atractiva porque ofrece aspectos únicos y propios de las mediciones planas instantáneas para la investigación de la distribución local del hollín en sistemas de combustión. Esta emisión térmica está relacionada con

la concentración volumétrica de hollín y, además, permite obtener información bidimensional en la zona de experimentación mediante la utilización de una lámina láser. La técnica de incandescencia inducida por láser es utilizada ampliamente para la medida de hollín en motores Diesel. Sin embargo, a pesar de su extensa aplicación, existen pocos estudios experimentales aplicados a llamas Diesel con combustibles reales, además del estudio de la influencia de algunos aspectos fundamentales como la presión de inyección, diámetro de tobera, propiedades termodinámicas del aire, etc. Por esta razón, es importante realizar estudios experimentales que logren aportar ideas que permitan mejorar los modelos teóricos existentes.

Adicionalmente a las medidas de concentración de hollín, la técnica de LII combinada con la técnica de dispersión inducida por láser (dispersión Rayleigh), proporciona información del diámetro y número relativos de partículas [32, 33]. Uno de los inconvenientes de la técnica LII es que requiere de una calibración previa para obtener resultados cuantitativos. En la actualidad, se recurre a sistemas de combustión simples para la calibración de la señal de LII, donde la cantidad de hollín en un determinado punto es conocida, estableciéndose una relación entre ésta y la señal de incandescencia. Las incertidumbres asociadas al proceso de calibración constituyen una fuente importante de error en los resultados, lo que requiere un riguroso proceso de calibración [34-37].

Así, el trabajo de investigación que se presenta en esta tesis doctoral se enmarca dentro del desarrollo y puesta a punto de una técnica óptica en particular, la visualización de la incandescencia inducida por láser (LII), con la finalidad de caracterizar las concentraciones de hollín en llamas Diesel. De esta forma, es posible estudiar más a fondo la combustión Diesel y los procesos de formación y oxidación de hollín, pudiendo así comprender mejor estos procesos, estudiar la influencia que tienen sobre los mismos los diferentes parámetros que influyen en el funcionamiento del motor y, por último, también es posible comprobar la exactitud de los diferentes modelos teóricos empleados para describir estos procesos.

La investigación desarrollada en esta tesis doctoral formó parte de un proyecto europeo de investigación multidisciplinar, denominado PARTSIZE (*Control of Soot Particle Size by Means of Measurement and Simulation*) en colaboración con otras tres universidades y tres centros de investigación: Lund University (Suecia), Istituto Motori (Italia), Erlangen-Nürnberg Universität (Alemania), así como los departamentos de investigación de las empresas CFR-FIAT (Italia), MAN (Alemania) y AVL (Austria), dentro del V Programa Marco de la Comisión Europea. Los objetivos del proyecto se concretan en

la caracterización del número y el tamaño de las partículas Diesel tanto dentro del cilindro del motor, mediante el uso de técnicas láser, como en el sistema de escape, así como el desarrollo de modelos teóricos para la predicción de la emisión de partículas carbonosas y su implementación en los códigos de cálculo CFD.

La aportación del presente trabajo dentro del proyecto PARTSIZE queda reflejada en el desarrollo y puesta a punto de una metodología para la caracterización experimental de los campos de concentración de hollín en la cámara de combustión de un motor Diesel mediante la técnica de incandescencia inducida por láser, así como el estudio de la influencia de ciertos parámetros del sistema de inyección y las propiedades termodinámicas del aire sobre las distribuciones de la concentración de hollín.

1.3. **Objetivos y metodología**

El objetivo global de esta tesis doctoral es desarrollar una metodología experimental detallada y la aplicación de ésta para el análisis de los campos de concentración de hollín en llamas Diesel mediante la aplicación de la técnica de incandescencia inducida por láser (LII). Los objetivos detallados de esta investigación son los siguientes:

- *Implementar la técnica de incandescencia inducida por láser para la medida bidimensional de la fracción volumétrica de hollín en llamas difusivas laminares y turbulentas Diesel.* Para ello es necesario obtener imágenes del fenómeno de incandescencia inducida por láser en una llama mediante la realización de ensayos y pruebas en condiciones controladas que permitan poner a punto la técnica de diagnóstico. Este proceso contempla la calibración de la señal LII en un quemador de llama difusiva laminar y el posterior análisis de las incertidumbres y fuentes de error en dicho proceso de calibración.
- *Obtener mapas de diámetro y número relativo de partículas mediante la implementación simultánea de la técnica LII y la dispersión Rayleigh en llamas Diesel.* Con la combinación de estas dos técnicas se busca estudiar las variaciones temporales y espaciales del hollín durante el proceso de combustión. Por lo tanto es necesario recurrir a un montaje experimental más complejo acompañado de una robusta estrategia de visualización que permita obtener imágenes simultáneas de dos fenómenos ópticos diferentes.

- *Establecer una metodología para el procesado digital de imágenes que permita determinar parámetros de interés para el estudio de las partículas en llamas Diesel.* En este punto se recurre al diseño de algoritmos y correcciones para el procesado digital de imágenes y posterior cuantificación de la concentración volumétrica de hollín en una llama difusiva laminar y turbulenta, así como del diámetro y número relativos de partículas en llama difusiva turbulenta.
- *Analizar la influencia de las condiciones de operación del motor sobre los procesos de formación/oxidación de hollín.* Esto consiste en realizar estudios paramétricos de operación del motor, Los resultados experimentales obtenidos del análisis de las imágenes se combinan con los que se obtienen de otras técnicas ópticas, de forma que todas esas fuentes de información permitan mejorar conjuntamente el conocimiento que se tiene de los procesos de formación y oxidación del hollín que tienen lugar en el interior del cilindro.

Desde el punto de vista metodológico se plantea trabajar en 3 aspectos fundamentales:

- El primero de ellos está centrado en la medida experimental de los campos de concentración de hollín y los mapas de diámetro y número relativo de partículas en una llama Diesel. Para ello ha sido necesario obtener imágenes del fenómeno de incandescencia inducida por láser y dispersión Rayleigh en una llama (laminar y turbulenta) y realizar una serie de medidas experimentales que permitan aplicar posteriormente correcciones y un riguroso proceso de calibración para determinar la concentración de hollín.
- El segundo aspecto está relacionado con el procesado digital de la información. Con el objetivo de obtener resultados cuantitativos se realizaron una serie de algoritmos y aplicaciones informáticas para el procesado digital de imágenes, lo que permitió aplicar diferentes correcciones, calibraciones y comparaciones.
- Un tercer y último aspecto tuvo en cuenta el análisis de los resultados en la llama Diesel turbulenta y la comparación de la influencia de diferentes parámetros, como la presión de inyección, el diámetro de la tobera y las propiedades termodinámicas del aire sobre los mapas de concentración de hollín.

1.4. Estructura de la tesis doctoral

Esta tesis doctoral está dividida en seis partes principales. En el **capítulo 1** se hace una breve introducción al trabajo de investigación, describiendo claramente los objetivos, antecedentes y justificación del presente trabajo.

En el **capítulo 2** se realiza una descripción de las técnicas ópticas aplicadas al campo de la inyección y la combustión en los MEC con la intención de dar una breve introducción sobre el tema y de esta forma describir los fenómenos físicos relacionados directamente con los fundamentos de la tesis. Igualmente se hace una revisión del estado del conocimiento del proceso de combustión Diesel, obtenido básicamente a partir de la aplicación de diferentes técnicas ópticas de medida y visualización, y se compara con el modelo clásico de combustión Diesel.

En el **capítulo 3** se estudia el fenómeno de incandescencia inducida por láser (LII), explicando detalladamente el modelo teórico de incandescencia que servirá de base para las medidas experimentales de los siguientes capítulos. Asimismo, se realiza una descripción del equipo experimental utilizado en la aplicación de LII en MCIA.

En el **capítulo 4** se describen los procedimientos de calibración de la señal LII y la metodología experimental para medir concentraciones de hollín en la cámara de combustión mediante LII. El proceso de calibración describe el uso de un quemador de llama difusiva laminar, así como la descripción del sistema experimental utilizado, las técnicas de calibración y un estudio comparativo entre las ventajas y desventajas de los metodologías de calibración. Posteriormente se describe el sistema experimental utilizado para las medidas en el motor Diesel, las correcciones necesarias que deben ser aplicadas y un estudio de las incertidumbres y fuentes error propias de la técnica de medida.

En el **capítulo 5** se realiza un análisis del proceso de combustión y su relación con los campos de concentración de hollín, donde además se hace uso de la metodología experimental para la medida de concentraciones de hollín y sus respectivas correcciones.

Por último, en el **capítulo 6** se exponen las conclusiones de la tesis y se plantean algunos posibles desarrollos futuros.

Bibliografía

- [1] Fann N., Lamson A.D., Anenberg S.C., Wesson K., Risley D. y Hubbell B.J. "Estimating the national public health burden associated with ex-

- posure to ambient PM_{2.5} and ozone”. *Risk Analysis*, Vol. 32, pp. 81–95, 2012.
- [2] Politis M., Pilinis C. y Lekkas T.D. “Ultrafine particles (UFP) and health effects. Dangerous. Like no other PM? Review and analysis”. *Risk Analysis*, Vol. 10, pp. 439–452, 2008.
- [3] Limbach L.K., Wick P., Manser P., Grass R.N., Bruinink A. y Stark W.J. “Exposure of engineered nanoparticles to human lung epithelial cells: influence of chemical composition and catalytic activity on oxidative stress”. *Environmental Science and Technology*, Vol. 41, pp. 4158–4163, 2007.
- [4] Janssen N.A., Hoek G., Simic-Lawson M., Fischer P., van Bree L. y ten Brink H. “Black carbon as an additional indicator of the adverse health effects of airborne particles compared with PM₁₀ and PM_{2.5}”. *Environmental Health Perspectives*, Vol. 119, pp. 1691–1699, 2011.
- [5] Jin Y., Veiga M.C. y Kennes C. “Bioprocesses for the removal of nitrogen oxides from polluted air”. *Journal of Chemical Technology and Biotechnology*, Vol. 80, pp. 483–494, 2005.
- [6] Crutzen P.J. “Influence of nitrogen oxides on atmospheric ozone content”. *Quarterly Journal of Royal Meteorology Society*, Vol. 96, pp. 320, 1970.
- [7] Zeldovich Y.B. “The formation of nitrogen in combustion and explosions”. *Acta Physiochimica*, Vol. 21, pp. 577–628, 1946.
- [8] Fenimore C.P. “Formation of nitric oxide from fuel nitrogen in ethylene flames”. *Combustion and Flame*, Vol. 19, pp. 289–296, 1972.
- [9] Wolfrum J. “Bildung von Stickstoffoxiden bei der Verbrennung”. *Chemie-Ingenieur-Technik*, Vol. 44, pp. 656–659, 1972.
- [10] McClellan R.O. “Health effects of exposure to diesel exhaust particles”. *Annu. Rev. Pharmacol. Toxicol.*, Vol. 27, pp. 279–300, 1987.
- [11] Moolgavkar S.H., Chang E.T., Luebeck G., Lau E.C., Watson H.N., Crump K.S. y Boffetta P. “Diesel engine exhaust and lung cancer mortality: time-related factor in exposure and risk”. *Risk Analysis*, Vol. 35, pp. 663–675, 2015.
- [12] U.S. Environmental Protection Agency. “Health Assessment Document for Diesel Engine Exhaust”. *EPA/600/608-690/057F*, 2002.

-
- [13] Bockhorn H. y Schäfer T. *Soot formation in combustion: Mechanisms and models*. Springer Verlag, ISBN 3-54058-398-X, 1994.
- [14] Dec J.E. “A conceptual model of DI diesel combustion based on laser sheet imaging”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 970873*, 1997.
- [15] Kohse-Höinghaus K., Barlow R.S., Aldén M. y Wolfrum J. “Combustion at the focus: laser diagnostics and control”. *Proceedings of The Combustion Institute*, Vol. 30, pp. 89–123, 2005.
- [16] Nabers J. y Siebers D.L. “Effects of gas density and vaporization on penetration and dispersion of diesel sprays”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2005-01-3834*, 1996.
- [17] Bae C.H. y Kang J. “Diesel spray characteristics of common-rail VCO nozzle injector”. *1st Conference on Thermo- and Fluid Dynamic Processes in Diesel Engines THIESEL 2000*, Valencia, 2000.
- [18] Zhang R. y Kook S. “Structural evolution of soot particles during diesel combustion in a single-cylinder light-duty engine”. *Combustion and Flame*, Vol. 162, pp. 2720–2728, 2015.
- [19] Yehliu K., Armas O., Vander-Wal R.L. y Boehman A.L. “Impact of engine operating modes and combustion phasing on the reactivity of diesel soot”. *Combustion and Flame*, Vol. 160, pp. 682–691, 2013.
- [20] Martínez S. *Desarrollo de una instalación experimental para el estudio de chorros Diesel evaporados en atmósfera inerte y reactiva*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003.
- [21] Palomares A. *Análisis de imágenes de chorros Diesel*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2001.
- [22] Juliá J.E. *Medida de concentraciones de combustible en chorros Diesel mediante técnicas de fluorescencia inducida por láser*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2001.
- [23] Zapata L.D. *Caracterización de los procesos de inyección-combustión diesel mediante visualización y procesamiento de imágenes*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos - Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2010.

-
- [24] 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, Valencia, 2003.
- [25] García 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, Valencia, 2004.
- [26] Bilger R.W. “Advanced laser diagnostics in combustion for prototype and modeling development”. *10th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisbon, 1996.
- [27] Pope C.A., Burnett R.T., Thun M.J., Calle E.E., Krewski D., Ito K. y Thurston G.D. “Lung cancer, cardiopulmonary mortality, and long-term exposure to fine particulate air pollution”. *Journal of the American Medical Association*, Vol. 287, pp. 1132–1141, 2002.
- [28] Brunekreef B. y Holgate S.T. “Air pollution and health”. *The Lancet*, Vol. 360, pp. 1233–1242, 2002.
- [29] Pope C.A., Dockery D.W. y Schwartz J. “Review of epidemiological evidence of health effects of particulate air pollution”. *Inhalation Toxicology*, Vol. 7, pp. 35–44, 1995.
- [30] Li N., Kim S., Wang M., Froines J., Sioutas C. y Nel A. “Particulate air pollution and asthma: A paradigm for the role of oxidative stress in PM-induced adverse health effects”. *Clinical Immunology*, Vol. 109, pp. 250–265, 2003.
- [31] Kohse-Höinghaus K. y Jeffries J.B. *Applied Combustion Diagnostics*. Taylor and Francis, ISBN 1-56032-938-6, 2002.
- [32] Zhao H. y Ladommatos N. *Engine Combustion Instrumentation and Diagnostics*. Society of Automotive Engineers, ISBN 0-7680-0665-1, 2001.
- [33] Melton L.A. “Soot diagnostics based on laser heating”. *Applied Physics*, Vol. 23, pp. 2201–2208, 1984.
- [34] Choi M.Y. y Jensen K.A. “Calibration and correction of laser-induced incandescence for soot volume fraction measurements”. *Combustion and Flame*, Vol. 112, pp. 485–491, 1998.

-
- [35] Snelling D.R., Thomson K.A., Smallwood G.J. y Gülder Ö.L. “Two-dimensional imaging of soot volumen fraction in laminar diffusion flames”. *Applied Optics*, Vol. 38, pp. 2478–2485, 1999.
- [36] Vander-Wal R.L., Zhou Z. y Choi M.Y. “Laser-induced incandescence calibration via gravimetric sampling”. *Combustion and Flame*, Vol. 105, pp. 462–470, 1996.
- [37] Vander-Wal R.L. “Calibration and comparison of laser-induced incandescence with cavity ring-down”. *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 27, pp. 59–67, 1998.

Capítulo 2

Técnicas láser aplicadas al diagnóstico del proceso de inyección-combustión

Contenido

2.1. Introducción	17
2.2. El proceso de combustión en un motor Diesel . . .	18
2.2.1. Fases de la combustión Diesel	20
2.2.2. Modelo clásico del proceso de combustión Diesel . .	22
2.2.3. Modelo actual del proceso de combustión Diesel . .	24
2.2.4. Comparación entre el modelo clásico y el modelo conceptual de la combustión Diesel	28
2.3. Implementación de técnicas láser en la cámara de combustión de un MEC	29
2.3.1. Caracterización de la inyección Diesel	31
2.3.1.1. Fases líquida y vapor	32
2.3.1.2. Medidas de velocidad y tamaño de gotas .	42
2.3.2. Diagnósticos de la combustión Diesel	44
2.3.2.1. Diagnósticos de hollín	45
2.3.2.2. Medidas de temperatura y emisiones	47
2.4. Resumen y conclusiones	51
Bibliografía	54

2.1. Introducción

Los sistemas de combustión constituyen un medio muy adverso a las medidas experimentales debido a las altas temperaturas, las presiones elevadas, las complicadas reacciones químicas existentes y a que generalmente presentan cambios de fase. Obtener datos experimentales en la mayoría de estos sistemas requiere de grandes esfuerzos, no solo tecnológicos, sino también de tipo conceptual. El uso de novedosos sistemas láser junto con los avanzados sistemas de detección rápida, se han convertido en potentes herramientas para el estudio de los procesos físicos y químicos que se dan en un proceso como la combustión. Las técnicas de diagnóstico láser suelen ser de carácter selectivo, con alta sensibilidad y de tipo no intrusivo, salvo por las modificaciones requeridas a la instalación por el acceso óptico. Además de esto, tienen resolución espacial y temporal, lo que permite la medición de determinadas especies químicas y del estado cuántico (un requerimiento básico para la determinación de la temperatura) en complejos medios reactivos y turbulentos [1–4]. Como resultado, éstas técnicas proporcionan información relacionada con las distribuciones de parámetros tan importantes como la composición del gas o la temperatura.

Para el caso específico de la combustión, las técnicas de diagnóstico láser proporcionan información de casi todos los aspectos de dicho fenómeno, desde el autoencendido hasta la formación de contaminantes. Durante las dos últimas décadas, el uso de las técnicas láser se ha extendido entre los grupos de investigación con el objetivo de obtener resultados en condiciones más o menos realistas y en una gran variedad de maquetas y motores con accesos ópticos, tanto Diesel como de gasolina [5–18].

El principal problema experimental al implementar las técnicas de diagnóstico láser en motores con accesos ópticos es el ensuciamiento por deposición de hollín en dichos accesos. Esto reduce considerablemente la calidad de las medidas, debido a que existe una doble vía de reducción de transparencia óptica: ensuciamiento de la ventana de visualización, lo que reduce la intensidad de señal emitida, y el ensuciamiento de la ventana para la fuente láser, lo que reduce la intensidad lumínica que llega a la cámara de combustión. Una estrategia para reducir el nivel de ensuciamiento es operar en un modo de combustión discontinua (una combustión cada n ciclos de motor) lo que reduce la temperatura del cilindro. Además de esto, los limitados accesos ópticos, el deterioro de las ventanas, vibraciones, limitaciones de tipo electrónico, entre otros fenómenos, podrían considerarse como problemas asociados a la experimentación con las técnicas láser.

Es evidente que una sola medida o una técnica láser no puede proporcionar

todos los datos necesarios para la caracterización de un sistema de combustión. Por esta razón, hoy en día existen gran variedad de técnicas láser para el análisis de la combustión: dispersión de Raman y Rayleigh, espectroscopía no lineal de Raman, fluorescencia inducida por láser (LIF), incandescencia inducida por láser (LII), velocimetría láser doppler (LDV), etc. Aunque la detección de la luminosidad natural de la llama (incluyendo el método de los dos colores) y la quimioluminiscencia natural no son técnicas láser, sirven para proporcionar información adicional y obtener una mejor caracterización del proceso de combustión.

A lo largo de este capítulo se van a describir brevemente algunas de las diferentes técnicas láser empleadas para el diagnóstico de la combustión en motores Diesel, además de referenciar la literatura más relevante sobre el tema. Como el objetivo de este trabajo es la caracterización de la concentración de hollín en una llama Diesel utilizando la técnica LII, se le prestará más atención a este caso específico en el capítulo 3.

2.2. El proceso de combustión en un motor Diesel

El proceso de combustión en el interior del cilindro de un motor Diesel implica el desarrollo de dos tipos de combustión: premezcla y difusión. Inicialmente, la fase de combustión por premezcla tiene como origen una mezcla del aire y el combustible justo antes del autoencendido inicial, al cual le sigue una combustión dominada claramente por difusión. El proceso de combustión se podría dividir en 4 fases basándose en el concepto de la tasa de liberación de calor que se describe en la sección 2.2.1. Es conveniente aclarar que dividir el proceso general de la combustión en 4 fases no implica una única explicación sobre cómo se inicia el proceso, cómo se desarrolla y cómo se forman los contaminantes.

Antes del desarrollo de las recientes técnicas avanzadas de diagnóstico láser, no era posible realizar medidas detalladas de los procesos de combustión que se daban en un chorro Diesel reactivo. Tan solo se obtenía información de la penetración del chorro y de la propagación de las zonas de combustión a partir de las medidas de la luminosidad natural de la llama. Además de esto, la resolución espacial era bastante limitada debido a que la señal registrada era la integral en la línea de visión, y por lo tanto, la información no era de carácter cuantitativo o para una especie específica. Alternativamente, se utilizaban sondas de extracción para muestreo puntual, proporcionando medidas específicas y cuantitativas para ciertas especies, aunque con el inconveniente de que eran de carácter intrusivo y con limitada resolución temporal.

Ante la limitada información relacionada con el proceso de combustión Diesel, la descripción de dicho proceso se fundamentó inicialmente en los estudios de chorros en combustión en hornos y turbinas de gas [19]. La interpretación de los datos de la época asumían que la región cuasi-estacionaria del proceso de combustión Diesel, después de la combustión de premezcla, tenía un comportamiento similar al de otros procesos de combustión del chorro. Este punto de vista (denominado de aquí en adelante como *modelo clásico*) de la combustión Diesel se explicará con más detalle en la sección 2.2.2. Luego, con el posterior desarrollo de avanzados diagnósticos mediante técnicas láser se realizaron estudios más amplios de los procesos físicos y químicos del chorro Diesel reactivo. Este tipo de experimentación ha proporcionado gran cantidad de nueva información de la combustión Diesel y de los procesos de formación de contaminantes, lo que en parte entra en contradicción con el *modelo clásico* de la combustión Diesel.

Las primeras pruebas experimentales que indicaron que el *modelo clásico* no explicaba debidamente el proceso de combustión Diesel, fueron pruebas que combinaron el uso de la técnica de incandescencia inducida por láser y la dispersión elástica de luz. Los resultados de estas pruebas mostraron que había zonas con hollín que no estaban consideradas en el *modelo clásico*, y que además, no había gotas de combustible fuera del chorro líquido [20]. Dec y su grupo de colaboradores aplicaron varias técnicas de diagnóstico láser de tipo bidimensional y diagnósticos de emisión natural de llama en un motor óptico Diesel de inyección directa de alta cilindrada¹ y sobrealimentado, utilizando un combustible con baja tendencia a la producción de hollín [9, 11, 21]. En estos ensayos se combinaron los resultados de diferentes técnicas, incluyendo la estructura de la fase líquida [22, 23], imágenes cuantitativas de la mezcla aire-combustible [5, 23], imágenes de la distribución de los hidrocarburos policíclicos aromáticos (PAH, por sus siglas en inglés), concentración de hollín [7–9, 21], distribución de tamaño de partículas de hollín [9, 21], imágenes de la estructura de la llama difusiva [24] e imágenes de la quimioluminiscencia natural del autoencendido [9]. Todas estas investigaciones permitieron el planteamiento de un detallado punto de vista de la evolución temporal y espacial del chorro Diesel reactivo [11].

Este nuevo planteamiento que describe con más detalle el inicio de la combustión, y que de aquí en adelante denominaremos como *modelo actual*, se resume en la sección 2.2.4, incluyendo algunos de los más recientes resultados con respecto a la formación de NO [12] y el autoencendido [25]. Sin embargo, es preciso tener en cuenta que el *modelo actual* se ha derivado de los resul-

¹Lo que en la literatura inglesa tiene como nombre *Heavy-Duty Diesel Engine*.

tados obtenidos en un motor operando en unas condiciones específicas y con un combustible con baja tendencia a la producción de hollín, lo que implica que presenta variaciones para otras condiciones de operación y/o otro tipo de combustible. Además, hasta la fecha no se dispone de suficiente información relacionada con la última fase de la combustión, y de esta forma, el modelo solo da una descripción de la primera fase del proceso y solo puede estimar la última fase de la combustión. El *modelo actual* tampoco incluye los efectos del *swirl* y las interacciones del chorro y la llama contra la pared.

2.2.1. Fases de la combustión Diesel

Las diferentes fases del proceso de la combustión Diesel se pueden distinguir claramente basándose en el concepto de la tasa de liberación de calor. Cada una de estas fases está caracterizada por el tipo de quemado, y controlada por un determinado proceso físico o químico dominante. La tasa de liberación de calor se define como la velocidad a la cual se libera la energía química del combustible durante el proceso de combustión. Este parámetro se obtiene a partir de los datos de presión en el cilindro en función del ángulo del cigüeñal, y aplicando posteriormente una serie de cálculos basados en la primera ley de la termodinámica y la ley de gases ideales [26].

La importancia relativa de cada fase depende del sistema de combustión utilizado y de las condiciones operativas del motor, pero de forma general, son comunes a todos los motores Diesel. En la Figura 2.1, se muestra una curva típica de una tasa de liberación de calor y de la presión en el cilindro. En el caso presentado, se observa que durante la carrera de compresión (en el momento en que las válvulas de admisión y escape se cierran), el aire se comprime hasta una presión de ~ 85 bares y una temperatura de ~ 950 K. Justo después del final de la carrera de compresión, el combustible se inyecta a alta presión en el cilindro a través de los pequeños orificios del inyector, lo que hace que las velocidades de los chorros sean bastante altas. El chorro líquido penetra en la cámara de combustión donde se atomiza y posteriormente se evapora, para luego mezclarse con aire a alta presión y temperatura. Debido a la evaporación de combustible en el interior del cilindro, el aire se enfría ligeramente, causando una tasa de liberación de calor con valor negativo² justo después del comienzo de la inyección. Ahora, como la temperatura del aire y la presión están por encima del punto de encendido del combustible, una reacción de encendido espontánea (autoencendido) de la mezcla aire-combustible da

²Una tasa de liberación de calor con valores negativo indica que el volumen de control está transfiriendo energía (calor) al entorno.

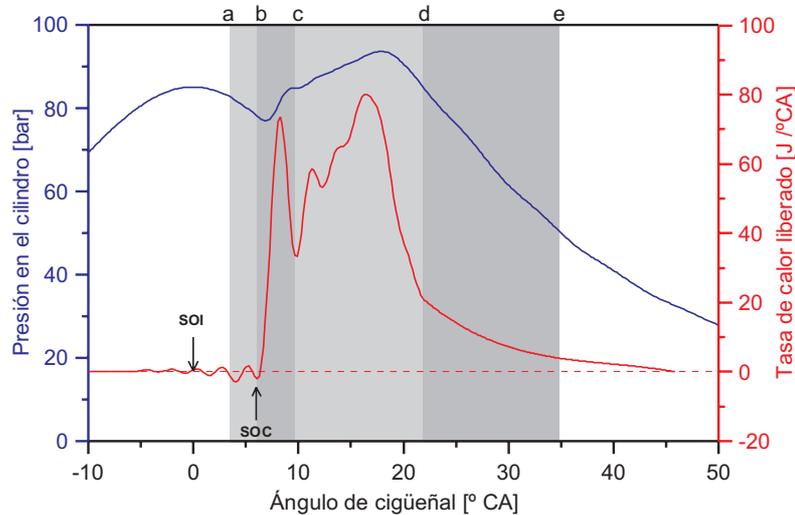


Figura 2.1: Curva típica de la presión en el interior del cilindro (línea negra) y la curva de liberación de calor (línea roja) en función del ángulo del cigüeñal para un motor Diesel de inyección directa. Se indica el inicio de la inyección (SOI) y el inicio estimado de la combustión (SOC) y las diferentes fases de la combustión; tiempo de retraso (a-b), la fase de combustión por premezcla (b-c), la fase de combustión por difusión (o controlada por la mezcla) (c-d) y la fase de combustión difusiva tardía (d-e).

comienzo al proceso de combustión. Este período, entre el comienzo de la inyección de combustible y el comienzo de la combustión, se denomina tiempo de retraso (*región a-b* en la Figura 2.1). En el punto de encendido de la mezcla de aire-combustible comienza el proceso de combustión, produciendo el rápido incremento inicial en la tasa de liberación de calor. De igual forma, la temperatura y la presión superan rápidamente sus correspondientes valores del ciclo de arrastre (sin inyección de combustible, y por lo tanto, sin combustión) al mismo tiempo que se da el proceso de combustión de la mezcla aire-combustible. En esta fase, la combustión del combustible evaporado que ha conseguido mezclarse con el aire durante el período el tiempo de retraso avanza rápidamente y se denomina como fase de combustión de premezcla (*región b-c* en la Figura 2.1). En la tasa de liberación de calor se observa un pico bastante pronunciado durante la fase de combustión de premezcla, debido a que el combustible de la premezcla se quema y se agota rápidamente. Luego se puede apreciar un segundo pico pero con un máximo más ancho debido a que la combustión es controlada por la mezcla, lo que comúnmente se conoce como fase de quemado por difusión (*región c-d* en la Figura 2.1). Durante esta fase,

el chorro continua penetrando más en la cámara de combustión, a la vez que se quema como una llama de difusión turbulenta con un característico color amarillo-blanco o naranja debido a la presencia de partículas de carbono. Una vez la inyección de combustible termina, la mezcla del aire en el cilindro con los gases aún residentes en la cámara de combustión (quemados e inquemados), continua hasta el final de los procesos de combustión y expansión. Este período es considerado como el más relevante en la tasa de liberación de calor. Normalmente el 80 % de la energía total del combustible se libera entre los procesos de combustión por premezcla y difusión. La energía residual del combustible se liberará a una tasa más baja durante la fase de combustión difusiva tardía (*región d-e* en la Figura 2.1). Posteriormente, al abrir la válvula de escape y descender la presión del cilindro, se evacuan los gases de la combustión y, en el momento en el que la válvula de admisión se abre, permite la entrada de aire limpio al cilindro, ayudando a la evacuación de los gases de combustión.

2.2.2. Modelo clásico del proceso de combustión Diesel

Los conceptos básicos del modelo clásico del proceso de combustión Diesel se dan con más detalle en el trabajo de Faeth [19]. El modelo establece que un chorro Diesel que penetra en un ambiente de alta presión y temperatura, presenta un núcleo frío y rico en combustible, el cual estará rodeado de una mezcla que contiene gotas de combustible y combustible evaporado, y con un perfil decreciente en la cantidad de combustible desde el centro del chorro a la periferia del mismo.

Procesos como el autoencendido y la combustión de la premezcla inicial se estima que se den al final de la frontera del chorro líquido en regiones donde el dosado³ se aproxima al estequiométrico o alcanza un valor no superior a 1.5. Seguidamente, la llama de difusión se extiende rápidamente a través de la mezcla en regiones cercanas al dosado estequiométrico. Sin embargo, en éste

³El término *dosado* (ϕ) se define como la relación entre la proporción másica real combustible-aire $(F/A)_{real}$ y la proporción másica estequiométrica combustible-aire $(F/A)_{st}$ (en condiciones estequiométricas, hay suficiente cantidad de oxígeno para transformar todo el combustible en productos oxidados):

$$\phi = \frac{(\dot{m}_f/\dot{m}_a)_{real}}{(\dot{m}_f/\dot{m}_a)_{st}},$$

donde \dot{m}_f es gasto másico de combustible y \dot{m}_a es el gasto másico de aire. Esto implica que para mezcla estequiométricas $\phi = 1$, para mezclas ricas, donde la cantidad de oxígeno es insuficiente para oxidar todo el combustible, $\phi > 1$, y para mezclas pobres, en las cuales hay exceso de aire, $\phi < 1$.

modelo no se especifica si la combustión se da en numerosas y pequeñas llamas de difusión alrededor de las gotas de combustible, o si es una llama de difusión en forma de vaina alrededor de la periferia del chorro, la cual se alimenta del vapor de combustible procedente de las gotas.

Dado que ésta descripción no trata directamente con los procesos de formación de óxidos de nitrógeno y de hollín durante la combustión, algunas consideraciones están basadas en conceptos meramente teóricos, aunque en combinación con ciertos aspectos observados en la experimentación que se tenía hasta la fecha. Las regiones espaciales donde se presume la existencia de hollín, se deducen de los resultados que señalan que la formación de hollín se da a partir del combustible que se disgrega en precursores a temperaturas superiores a los 1300 K, en combinación con la suposición de que el hollín se forma en condiciones cercanas a las estequiométricas [26]. Así, para que se dé el proceso de formación de hollín, no sólo es necesario la mezcla del combustible con el aire caliente del cilindro, sino también un calentamiento a partir de la energía liberada de la combustión. Por lo tanto, se asume que las partículas de hollín se forman en aquellas regiones donde la temperatura aumenta lo suficiente debido a la misma combustión y en zonas con mezcla cercana a la estequiométrica. Todas estas condiciones se cumplen en la zona de mezcla rica de la llama de difusión, y por consiguiente, se espera que la formación del hollín se dé en el interior de la llama de difusión alrededor de la periferia del chorro, comenzando en las posiciones donde comienza el autoencendido.

A partir de la estequiometría, la combustión de la premezcla rica inicial no representa una fuente importante para la formación de hollín. El hollín se oxidará en la zonas de la llama donde exista concentración de oxígeno suficiente. Se espera que los óxidos de nitrógeno se formen en las regiones de alta temperatura, tanto en el frente de llama como en los gases quemados mediante un mecanismo de NO por vía térmica. Las tasas de formación serán entonces más altas en las regiones cercanas a las condiciones estequiométricas y con alta temperatura [26], lo que las ubica espacialmente en el extremo final de la llama de difusión.

En consecuencia, la formación de NO y de hollín se estima que se den en la zona de la llama de difusión, y no en la zona de mezcla pobre donde la concentración de oxígeno es mayor. Dec ha resumido este punto de vista de la combustión Diesel en un esquema el cual puede verse en la Figura 2.2 [11]. En esta figura se observa una región con gotas de combustible, presumiblemente con una vena líquida intacta cercana al inyector. Se observa también que alrededor de este núcleo de combustible hay una región más heterogénea con gotas de combustible en evaporación y combustible evaporado. En el caso

de una combustión *tipo vaina*, la llama de difusión se forma alrededor de la periferia del chorro, en la zona donde se mezclan el aire y el combustible. Bajo esta concepción, se estimaba que el hollín se formaba alrededor de la periferia del chorro sobre la zona de mezcla rica de la zona de reacción. Se debe tener

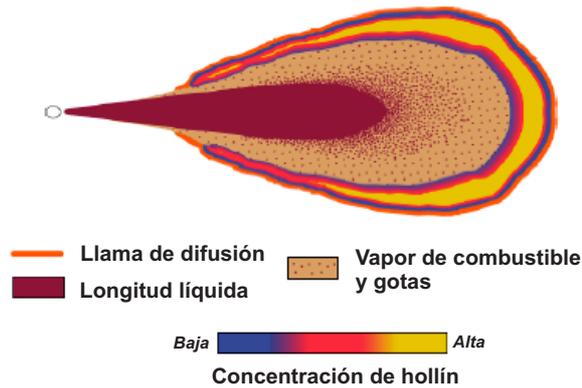


Figura 2.2: Representación esquemática del modelo clásico para el proceso de combustión Diesel, en la cual se muestra una sección transversal a través del eje principal del chorro líquido. Las gotas de combustible y el combustible vaporizado (en color naranja claro) rodean el centro del chorro líquido (en color marrón). La llama de difusión se localiza alrededor de la periferia del chorro y el hollín en las zonas de mezcla rica [11].

en cuenta que este esquema tan solo representa el punto de vista general, el cual se utilizaba frecuentemente para mostrar y esquematizar la combustión Diesel. Evidentemente, la representación de la combustión Diesel es mucho más compleja de lo que anteriormente se ha descrito, pero ante la limitada disponibilidad de información relevante, la descripción no era muy detallada, y por lo tanto, se necesitaba de más estudios experimentales.

2.2.3. Modelo actual del proceso de combustión Diesel

Dado que el *modelo clásico* de la combustión Diesel no tiene la capacidad de explicar ciertos aspectos observados en los resultados experimentales obtenidos mediante la aplicación de las técnicas de diagnóstico láser, Dec propuso el desarrollo de un nuevo *modelo conceptual* de la combustión Diesel [11]. Ésta nueva propuesta permite explicar conveniente los resultados de las recientes pruebas experimentales, aunque hay que tener en cuenta que los resultados utilizados en el *modelo actual* se han obtenido a partir de ensayos específicos y bajo un solo punto de funcionamiento, además de utilizar un combustible

con baja tendencia a la producción de hollín. Además de esto, el modelo solo aporta una descripción completa de la primera parte de la combustión, aquella comprendida desde el inicio hasta el final de la inyección de combustible. La insuficiente cantidad de datos experimentales en la fase de combustión tardía controlada por la mezcla, impide que se tenga una explicación clara de ésta última parte y que tan solo se puedan hacer estimaciones de esta fase. Adicionalmente, el modelo presenta una descripción promedio de los eventos que se dan en un solo ciclo y en ausencia de interacciones con la pared y con el fenómeno del *swirl*, además de no tener en cuenta las posibles variaciones en las distribuciones, formas, tamaños y tiempos que pueden presentarse ciclo a ciclo.

Después del comienzo de la inyección de combustible, el chorro de combustible penetra en la cámara de combustión. A la salida del inyector, el chorro contiene principalmente combustible líquido, mientras que en la parte final del mismo, el aire caliente hace que el combustible se evapore. Así, alrededor del chorro líquido de combustible se desarrolla una región que contiene combustible vaporizado. Esta región aparece por primera vez a los lados del chorro y alrededor de los 2° ASOI. La región con combustible evaporado crece durante la continua penetración del chorro. La región que contiene el chorro líquido habrá alcanzado su penetración máxima cuando el aire caliente que penetra en el chorro sea suficiente como para vaporizar todo el combustible, todo esto alrededor de los 3° ASOI. Sin embargo, la región de vapor continúa creciendo y crea un vórtice en la parte delantera del chorro, un comportamiento típico de los chorros gaseosos. La mezcla de vapor-aire en la parte delantera es relativamente uniforme y tiene un dosado que varía entre 2 y 4. Aunque el tiempo y la posición exacta del autoencendido no se conocen con mucha precisión, se estima que el autoencendido comienza en la parte delantera del chorro poco después de la inyección de combustible entre los 2-3.5° ASOI.

Cerca de los 4.5° ASOI el autoencendido comienza a lo largo de todo el volumen de la mezcla de aire-combustible en la parte principal del chorro. Posteriormente, a los 5° ASOI, justo después del momento en el que la curva de la tasa de liberación de calor presenta una pendiente positiva, el combustible se descompone debido al incremento de la temperatura (craqueo térmico) y se observan una gran cantidad de PAHs distribuidos uniformemente en la parte delantera del chorro. Todo esto indica que el rápido incremento en la tasa de liberación de calor es el resultado de una combustión de premezcla rica. A partir de este punto, cerca de los 6° ASOI, comienza el proceso de formación de hollín. Inicialmente, las pequeñas partículas de hollín se encuentran en gran parte del chorro de combustible. Luego, cerca de los 6.5° ASOI, el hollín se encuentra en toda la región de combustible evaporado.

Sin embargo, no se observa hollín en las proximidades de la vena líquida. La llama de difusión se observa hasta los 6.5° ASOI y se localiza en la periferia del chorro, la cual se forma por los productos de la combustión de premezcla rica y en aire circundante. Justo después, la llama de difusión ha formado los primeros NO, los cuales se observan en una fina capa alrededor de la periferia del chorro. Debido al calor de la llama de difusión, la región de combustible líquido comienza a hacerse más corta. Durante el resto de la combustión de premezcla, el chorro se desarrolla más y continúa penetrando en la cámara de combustión. La llama de difusión permanece en la periferia del chorro donde existe una zona de reacción. Como resultado, se forman partículas más grandes en la parte interior de la llama, mientras que en la parte central de la región de vapor solo se pueden observar partículas pequeñas. Para toda la región de hollín, se observa un incremento en las partículas de hollín con el mayor incremento en la región del vórtice delantero.

Además, las partículas en el vórtice delantero son mucho más grandes que aquellas en la periferia del chorro. El NO permanece presente fuera de la región con hollín del chorro sobre el lado de mezcla pobre de la llama de difusión. Después de que todo el combustible premezclado se ha quemado y el proceso de combustión comienza a ser controlado por la mezcla, no se logran apreciar cambios importantes en las características globales del chorro. Sin embargo, el chorro continúa penetrando en la cámara de combustión, y el vórtice delantero, en el cual la concentración de hollín y el tamaño de las partículas se incrementa más, también continúa creciendo. La oxidación del hollín ocurre casi seguramente en la llama de difusión ya que es la única fuente significativa de altas concentraciones de radicales OH, los cuales se asumen que son la especie más influyente en la oxidación del hollín. Además, la formación de NO continúa alrededor de la periferia del chorro. La Figura 2.3 muestra un esquema representativo del chorro de combustible en la primera parte de la combustión controlada por la mezcla hasta el final de la inyección de combustible. En el vórtice delantero se acumulan las partículas de hollín, además de encontrarse la concentración y las partículas de mayor tamaño. Asimismo, las partículas más grandes se observan en la periferia del chorro en el lado de mezcla rica de la llama de difusión. En el interior de la llama de difusión se da la oxidación del hollín, mientras que en el lado que tiene contacto con el aire limpio se da el proceso de producción de NO por vía térmica. Aunque el proceso de combustión Diesel se describe con más detalle en el modelo conceptual de Dec, aún quedan ciertas incertidumbres en la descripción del proceso. Una de los principales interrogantes es si este modelo caracteriza bien una combustión Diesel que utiliza un combustible real. Por otra parte, se desconoce cómo se origina la temprana formación de pequeñas

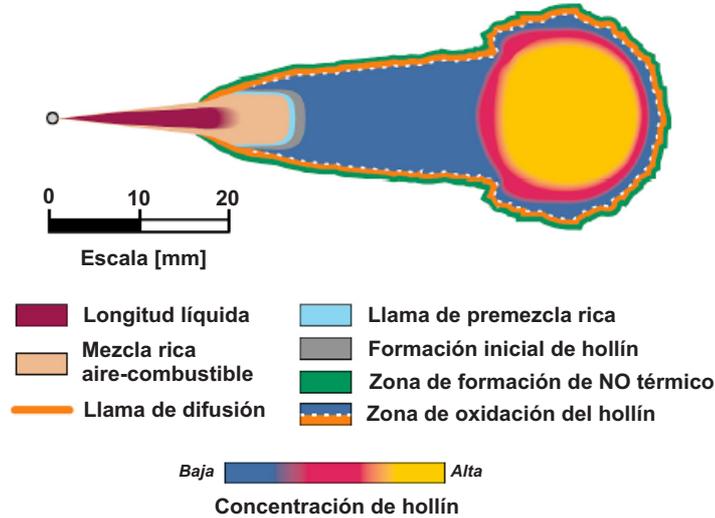


Figura 2.3: Representación esquemática del modelo actual propuesto por Dec [11] acerca del proceso de combustión Diesel. Se muestra una sección transversal a través del eje principal del chorro líquido, típica de la primera parte de la combustión controlada por la mezcla. El chorro líquido de combustible (en color marrón) está rodeado de una mezcla de aire y combustible vaporizado (en color naranja claro). Las partículas de hollín están representadas en todo el plano, comenzando a tan sólo unos milímetros aguas abajo del chorro líquido (formación inicial en color gris claro) y con su máxima punto de concentración y tamaño ubicado en el vórtice delantero de la llama. Entre la formación inicial del hollín y el vórtice delante se localiza una llama de premezcla rica. La llama de difusión se ubica en la periferia del chorro (en color naranja). En la parte interior de la llama de difusión se da la oxidación del hollín, mientras que en la parte exterior se da la producción de NO por vía térmica.

partículas de hollín en la región del chorro justo después del final del chorro líquido de combustible. Por ahora, es lógico considerar una llama de premezcla rica ubicada a una pequeña distancia aguas abajo del combustible líquido y justo antes de que aparezca la primer zona con partículas de hollín. Esta llama tiene como origen una mezcla rica relativamente uniforme y con un dosado de 2-4 que se forma aguas abajo del líquido cuando el último líquido es vaporizado por el aire caliente en el cual penetra.

Este tipo de llama posee las características ideales para la formación inicial de pequeñas partículas de hollín, ya que contiene gran cantidad de combustible y está lo suficientemente caliente para la formación de hollín. Esta teoría se fundamenta en el hecho de que la concentración y el tamaño de las partículas de hollín se incrementan hacia el final del chorro. A pesar de todo el desarrollo y la gran variedad de estudios acerca de la combustión Diesel, aún existen

incertidumbres acerca de la última parte de la combustión. Además, ya que esta descripción se sustenta en los datos obtenidos bajo ciertas condiciones específicas de motor, aún no se desconoce la influencia de las condiciones de motor sobre el desarrollo de un chorro reactivo. De esta forma, se requiere de más experimentos para investigar el efecto de otras condiciones de motor sobre el proceso de combustión. También es necesario obtener información sobre el proceso de combustión en un motor que utiliza un combustible Diesel comercial, que produzca más hollín, en vez de utilizar un combustible con características especiales como la baja tendencia a la producción de hollín.

2.2.4. Comparación entre el modelo clásico y el modelo conceptual de la combustión Diesel

Al comparar el modelo clásico de la combustión Diesel con el modelo conceptual se observan grandes diferencias con respecto a las fases de combustión por premezcla y la combustión controlada por la mezcla. Siguiendo una secuencia temporal de los diferentes fenómenos que se dan en la combustión, se pueden detallar las diferencias entre el *modelo clásico* y el *modelo actual*.

Modelo clásico

En este modelo el autoencendido solo se da en pocos sectores de la mezcla y en condiciones cercanas a las estequiométricas, principalmente en la periferia del chorro. Dichas posiciones corresponden a las mismas donde se desarrolla la primera región de hollín, y por lo tanto, se forma la primera emisión de llama. Seguidamente, el combustible líquido sigue fluyendo del inyector y las gotas de combustible se ubican cerca o en la zona de combustión. Luego, la combustión inicial de premezcla tiene como origen el borde del chorro en regiones donde la mezcla es aproximadamente estequiométrica. Posteriormente, la combustión por difusión se caracteriza por una llama difusiva en la periferia del chorro. Finalmente, la formación de hollín se da principalmente hacia el interior de la mezcla rica de la llama de difusión y en *forma de vaina* alrededor de la periferia del chorro.

Modelo actual

Inicialmente, el autoencendido se da en todo el volumen de la mezcla aire-combustible evaporada antes de la aparición de la primer zona con hollín. A su vez, el núcleo de combustible líquido es relativamente corto y no hay gotas de combustible fuera del chorro líquido de combustible, de forma que el

combustible en la zona de combustión está solamente en fase gaseosa. Posteriormente, la combustión por premezcla se da en condiciones de mezcla rica con dosados entre 2 y 4. Antes de la combustión por difusión, todo el combustible alcanza una combustión de premezcla rica. La llama de difusión, finalmente tiene como origen los productos de la combustión de premezcla rica y el aire de la periferia del chorro. Seguidamente, la combustión de premezcla rica permite la formación inicial de pequeñas partículas de hollín justo abajo de la región aire-combustible evaporada. En la fase controlada por mezcla, las partículas de hollín están en todo el chorro de combustible, con un incremento en tamaño y concentración en el sentido del movimiento del chorro.

El *modelo actual* del proceso de combustión Diesel también incluye datos experimentales de la formación de hollín y NO, en contraste con el modelo clásico. La formación de hollín se da después de la llama de premezcla rica justo aguas abajo del chorro líquido de combustible, en la zona de los productos de la combustión rica. Como consecuencia, la formación de hollín y el crecimiento de partículas progresa mientras el hollín se desplaza hacia el vórtice delantero y/o la llama de difusión. A partir de ese momento, se da la oxidación del hollín en la llama de difusión.

2.3. Implementación de técnicas láser en la cámara de combustión de un MEC

Los MEC son hoy en día las máquinas térmicas más eficientes entre los motores alternativos de combustión interna (con una eficiencia de conversión de energía química a mecánica del orden del 50 %). Esto se debe a que tienen un ciclo termodinámico con una alta relación de compresión y que su proceso de combustión se caracteriza por utilizar mezclas pobres. Asimismo, el combustible Diesel es más energético que la gasolina, lo que se traduce en un mayor capacidad de energía almacenada. Instrumentar equipos para la medición de emisiones contaminantes en motores MEC es más costoso y complicado que en un MEP, razón por la cual ha impulsado a que la tecnología Diesel esté en constante desarrollo de un mejor control de los procesos en el interior del motor. Actualmente, todos los motores Diesel modernos implementan la inyección directa en la cámara de combustión, donde se utilizan modernos sistemas de inyección (common-rail o bombas de inyección) lo que permite tener chorros de combustible que penetren en la cámara de combustión con velocidades iniciales de unos cientos de metros por segundo.

Los notables avances en la inyección múltiple (de hasta 5 ó más inyecciones en el mismo ciclo), el uso de presiones de inyección muy elevadas (2000 bar o

hasta más) con orificios de toberas muy pequeñas ($100\ \mu\text{m}$ o más pequeños) han incrementado la complejidad de los estudios. Recientemente, los modos de operación HCCI (encendido por compresión de carga homogénea) y PCCI (encendido por compresión de carga premezclada) se han convertido en métodos con un amplio potencial. Dichos modos de operación están caracterizados por un control más complejo del sistema de válvulas, sistemas de inyección flexibles y avanzados sistemas de control de tiempos. Con estos tipos de funcionamiento, se consigue evaporar todo el combustible inyectado antes del autoencendido, donde luego aparecen en algunas regiones pequeños puntos de ignición para que posteriormente el combustible se quemé rápidamente en la cámara de combustión.

Las técnicas de diagnóstico láser han demostrado tener un enorme potencial sobre la experimentación clásica, especialmente en el campo de la combustión. A diferencia de las técnicas convencionales para la medición de parámetros de la combustión, las técnicas láser son de carácter no intrusivo y en la mayoría de los casos no se ven afectadas por la escala de tiempos. Entre sus más destacables ventajas podemos citar que poseen una alta resolución espacial y temporal, debido a los notables avances en tecnología láser y en el desarrollo de nuevos sistemas de adquisición de datos e imágenes, además de los grandes desarrollos en algoritmos para el procesamiento de señales e imágenes. Entre las desventajas podríamos decir que requieren de amplias zonas de visualización y de algunas modificaciones en los subsistemas aplicados, lo que representa todo un reto en el campo de los MEC, debido a las altas temperaturas y presiones en las zonas de interés. Otra desventaja evidente es que requieren del desarrollo de un alto grado de habilidad para su aplicación, debido a las complejidades propias de la óptica y la ingeniería, lo cual hace que hoy en día, no existan equipos comerciales sencillos para la aplicación de técnicas de diagnóstico láser.

Debido a la complejidad de los diferentes fenómenos en la combustión Diesel, la mayoría de las investigaciones con técnicas láser se aplican en 3 diferentes tipos de instalaciones experimentales:

- *Maquetas a alta presión y temperatura:* son comúnmente utilizadas para los estudios de inyección, autoencendido y combustión en condiciones estacionarias, y con densidades y temperaturas similares a las existentes en el motor térmico real.
- *Motores con amplios accesos ópticos:* en esta clase de instalaciones se estudia la interacción de los procesos de inyección y combustión en un ambiente de flujo controlado y en condiciones termodinámicas transitorias.

- *Motores con limitados accesos ópticos:* estos motores poseen una geometría y razón de compresión muy similar a la de un motor real, de esta se intentan hacer estudios de todos los parámetros reales del motor térmico.

La intensa experimentación con técnicas láser en el campo de los MEC en las dos últimas décadas ha proporcionado una valiosa fuente de información complementaria, la cual junto con las medidas tradicionales (presión en la cámara de combustión, medida de contaminantes, entre otras) potenciado el uso de modernas técnicas de cálculo CFD, las cuales en algunos casos, son la única forma de ajustar y validar los códigos desarrollados en el área del cálculo numérico. El principal objetivo de la presente revisión bibliográfica es la de referenciar las principales técnicas de diagnóstico láser aplicadas en la cámara de combustión de un MEC, con un especial énfasis en las caracterización de la inyección y el diagnóstico de la combustión Diesel. Las técnicas más comunes se describirán con mayor detalle, mientras que aquellos métodos menos comunes solo serán referenciados brevemente.

2.3.1. Caracterización de la inyección Diesel

El estudio de chorros Diesel ha sido y continúa siendo un aspecto de una enorme cantidad de trabajo experimental. La preparación del fluido de trabajo (aire, para los MEC) y la distribución del combustible son procesos que están muy relacionados con el nivel de consumo del combustible y la posterior emisión de contaminantes.

Dentro de un primer grupo de parámetros característicos del sistema de inyección, tenemos la temperatura, presión y densidad del aire, además de la geometría de la cámara de combustión. En el segundo grupo de parámetros podemos mencionar el diámetro y geometría interna del orificio, la presión de inyección, el tipo de inyector, entre otros. La variación de los parámetros correspondientes al ambiente donde se inyecta el chorro depende del tipo de motor utilizado (relación de compresión, nivel de sobrealimentación, etc.) y el avance de la inyección.

Así, es de gran importancia a nivel práctico, la determinación de los ciertos parámetros del sistema de inyección que permiten optimizar el funcionamiento del motor [27, 28]. Esta sección está dividida en 2 subsecciones, cada una describiendo las principales técnicas láser utilizadas para la investigación específica de la fase líquida y vapor, y las medidas de velocidad y tamaño gotas dentro del chorro Diesel.

2.3.1.1. Fases líquida y vapor

En la investigación de los MEC es muy importante estimar la concentración de combustible y su distribución en la cámara de combustión, con el objetivo de optimizar el diseño del sistema. En esta sección se explicarán brevemente 5 técnicas ópticas para las medidas de la concentración de mezcla en el interior del cilindro de un MEC. Estas técnicas están basadas en la dispersión de Mie, la dispersión de Rayleigh, la dispersión de Raman, la absorción/extinción láser y la fluorescencia inducida por láser.

- Dispersión de Mie:** El método más simple para visualizar los chorros y la parte líquida del combustible es aprovechar la dispersión de Mie generada por las propias gotas del combustible. La dispersión de Mie se refiere al proceso de dispersión elástica de luz cuando el diámetro de la partícula es mucho mayor que la longitud de onda incidente, para lo cual se cumple que $\frac{\pi \cdot D_p}{\lambda} \gg 1$, donde D_p es el diámetro de la partícula y λ es la longitud de onda de la luz incidente. En la región del espectro visible⁴, la dispersión de Mie se da para los casos con partículas de diámetro mayores a 5 μm . La intensidad de la dispersión para una nube de partículas está dada por la siguiente expresión:

$$I_{mie}(n, \theta, D_p) = I_0 N_p f(n, \theta) D_p^2 \quad (2.1)$$

- donde
- I_0 = intensidad de luz incidente
 - N_p = densidad de partículas en el volumen de control
 - n = parte real del índice refractivo de la partícula
 - θ = ángulo de dispersión
 - $f(n, \theta)$ = función compleja del índice de refracción, geometría de la partícula y el ángulo de dispersión.

Aunque existen distintas posibilidades, el método más utilizado consiste en un haz láser que se focaliza en una lámina mediante el uso combinado de lentes esféricas y cilíndricas. La luz láser incide sobre la región que contiene las partículas de combustible y la luz dispersada se detecta en un ángulo recto mediante una cámara. Posteriormente, las imágenes obtenidas son procesadas para sustraer la intensidad de fondo y corregir las posibles inhomogeneidades de la lámina láser. Para los casos donde hay combustión, se suele utilizar un filtro interferencial centrado en la

⁴Región del espectro electromagnético que es visible al ojo humano. Suele considerarse como la parte del espectro con longitudes de onda entre 400 nm y 700 nm.

longitud de onda de la fuente láser, eliminando así la mayor parte de la luz procedente de la combustión. En la Figura 2.4 se muestra el esquema experimental de la técnica de dispersión de Mie. La visualización

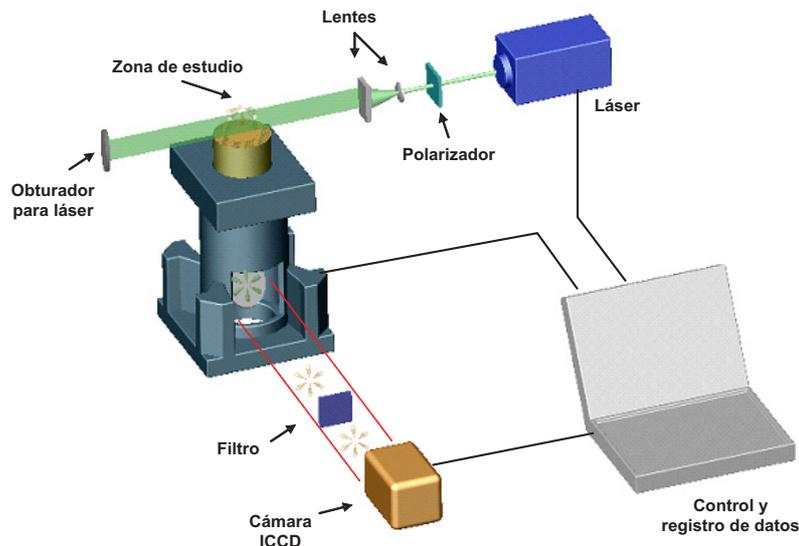


Figura 2.4: Esquema de la configuración óptica en la técnica de dispersión Mie.

global o bidimensional de la dispersión de Mie proporciona una buena aproximación de la penetración del chorro líquido y del ángulo del chorro. Es una de las metodologías experimentales más utilizadas para el estudio del proceso de inyección en MEC [9, 11, 29–34], aunque la técnica está limitada para medidas cualitativas de la fase líquida debido a que la luz que dispersa depende de la concentración de gotas y de la distribución de tamaños, factores que normalmente son desconocidos y que además dependen de las condiciones experimentales.

- Dispersión de Rayleigh:** El principio fundamental de la técnica de Rayleigh es la colisión elástica entre las moléculas de un gas o partículas muy pequeñas y la luz incidente. Para los fenómenos de dispersión de luz en el régimen de Rayleigh se cumple que $\frac{\pi \cdot D_p}{\lambda} \ll 1$. Para partículas de mayor tamaño, el tipo de dispersión es diferente, llamado dispersión de Mie, el cual es de varios órdenes de magnitud mayor que el de Rayleigh. Por lo tanto, para evitar interferencias en la señal de Rayleigh, la zona de estudio (en este caso, la cámara de combustión) no debe contener partículas tales como gotas de aceite, partículas de polvo, etc. La señal dispersa, en general, es directamente proporcional a la potencia de la

fuente láser y al número total de partículas, y podría calcularse utilizando la expresión:

$$S_{Ray} = C_{cs} I_{Ray} N_c \sum_{i=1}^n (\chi_i \sigma_i) \quad (2.2)$$

donde C_{cs} = constante de calibración de sistema
 I_{Ray} = intensidad de luz dispersa
 N_c = densidad de moléculas en el volumen de control
 χ_i = fracción molar de la especie i
 σ_i = sección transversal efectiva de dispersión Rayleigh
 n = número de especies en la muestra

La sección eficaz de Rayleigh tiende a aumentar ligeramente con el aumento de la temperatura. A pesar de esto, la diferencia entre la sección eficaz de Rayleigh para moléculas con una temperatura de 300 K y 1000 K, es de apenas un 2%, por lo que se considera que dicha sección es constante para este rango de temperaturas. Como las moléculas de combustible Diesel tienen mayor sección eficaz que las moléculas de aire, la relación señal/ruido es también mayor, lo que permite obtener medidas precisas, aún con bajas valores de dosado (menores de 1). En la Figura 2.5 se ha representado un esquema de los principales componentes y de la configuración experimental en la técnica de dispersión Rayleigh. En este tipo de ensayos, la fuente láser se polariza verticalmente para maximizar la señal de Rayleigh. Una serie de lentes permite formar una lámina láser en la cámara de combustión y un iris ayuda a eliminar las inhomogeneidades de la lámina láser. Una de las cámaras registra la señal de Rayleigh (con ángulo de 90° para mejorar la resolución espacial), mientras que un segundo detector registra el perfil de haz láser, el cual es utilizado para normalizar las imágenes en el procesado de la señal. Este procedimiento es fundamental en el procesado de las imágenes, ya que la señal de Rayleigh es proporcional a la intensidad láser, cualquier fluctuación de la fuente láser debe tenerse en cuenta para el procesado de la información. El filtro interferencial restringe el paso de luz al detector, permitiendo solamente el paso de la luz en la frecuencia de dispersión.

En la práctica, la implementación de la técnica de Rayleigh para la medida de concentraciones y densidad de mezclas requiere de una calibración previa del sistema de medida. La señal de Rayleigh es aproximadamente 10 órdenes de magnitud menor que la de Mie, por lo que la señal resulta fuertemente afectada por la presencia de partículas de gran tamaño y por la luz de fondo, lo que complica notablemente los experimentos,

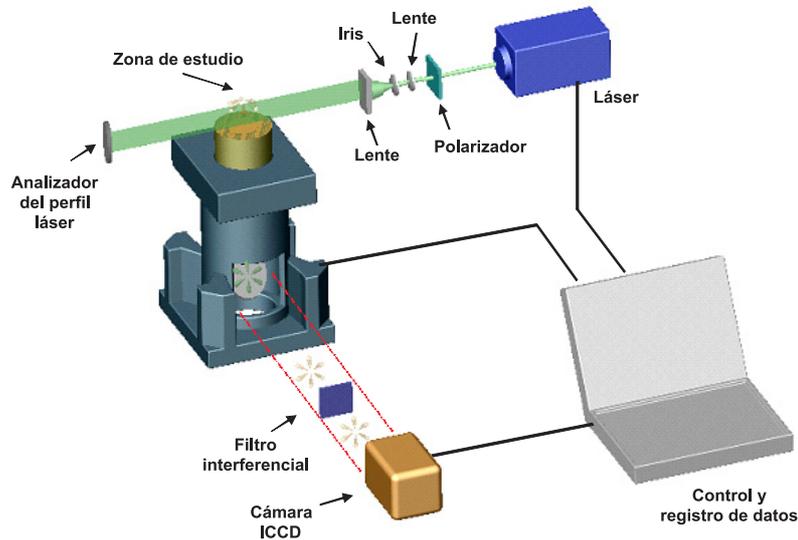


Figura 2.5: Esquema de la configuración óptica y disposición de los elementos en la técnica de dispersión Rayleigh.

sobretudo, en la determinación de concentraciones de combustible en chorros Diesel. Algunos ejemplos de su aplicación para medidas en los MEC pueden encontrarse en [5, 11, 35].

- **Dispersión de Raman:** La dispersión de Raman es la interacción inelástica entre la luz incidente y los modos vibracionales-rotacionales de las moléculas, es decir, hay un intercambio energético entre los fotones y las moléculas de dispersión. Por consiguiente, los fotones dispersos pueden transferir o recibir energía de las moléculas, por lo que la señal de Raman tendrá una longitud de onda diferente a la de la luz incidente. Dentro de esta técnica es posible distinguir entre la espectroscopia Raman espontánea vibracional (VRS) y la rotacional (RRS). Ambas proporcionan, simultáneamente, medidas de concentración de las especies presentes en el medio y de temperatura, sin necesidad de añadir trazadores en el combustible [36].

Es posible obtener dispersión de Raman con cualquier longitud de onda de excitación, lo que permite hacer medidas simultáneas de varias especies. Debido a que la dispersión de Raman no involucra transiciones de estado electrónico, permite la medición de la concentración de especies estables como O_2 , N_2 , CO_2 , etc., lo cual no es posible con técnicas como la fluorescencia inducida por láser (LIF), ya que ésta requiere del uso de

fuentes láser UV para producir la fluorescencia. Sin embargo, la dispersión de Raman es un proceso muy débil en intensidad, lo que requiere niveles de relación señal-ruido bastante altos.

Una de las ventajas de la dispersión de Raman es su corto tiempo de interacción (del orden de femtosegundos), por lo que los efectos de fenómenos como el quenching⁵ no suelen aparecer en las medidas. Además, ya que la relación aire-combustible se obtiene a partir de las especies con mayor concentración en la cámara de combustión, las fluctuaciones en la fuente láser o el ensuciamiento de las ventajas no afectan a la precisión de la técnica.

La Figura 2.6 muestra el esquema experimental de la técnica de Raman. Una fuente láser, normalmente pulsada y de alta energía, excita las moléculas en la cámara de combustión. Luego, la dispersión de Raman de las moléculas se registra con un espectrómetro. El sistema de detección puede ser un monocromador-fotomultiplicador, para medidas puntuales y con una limitada resolución espectral, o un detector multicanal-fotodiodos, el cual permite registrar medidas bidimensionales y de múltiples espectros en la misma muestra. Debido a que la intensidad de la señal de dispersión Rayleigh es bastante más débil que la de LIF u otras técnicas láser, su implementación se complica bastante en los MEC debido a la existencia de fuertes emisiones fluorescentes o reflejos de luz, debido a rebotes en las paredes o ventanas. Durante la década de 1980, Heinze y Schmidt [37] implementaron la técnica en una maqueta a alta presión. Sus investigaciones permitieron el desarrollo de una base de datos que ha sido el soporte para el desarrollo de modelos CFD en varios programas europeos de investigación. Los sistemas de inyección de la época no permitían operar a altas presiones de inyección como los de hoy en día, lo que hacía que la interferencia de gotas en la fase vapor, redujera considerablemente la cantidad de puntos disponibles para la validación. Estudios posteriores como el de Rabenstein et al. [38] lograron reducir considerablemente algunos problemas como el ruido fluorescente de fondo mediante un filtrado por polarización. Los resultados de Rabenstein et al. presentan un buen ajuste con aquellos encontrados mediante técnicas de visualización directa [5, 39] para obtener medidas del dosado local en la zona de vapor de los chorros de una tobera multi-orificio. Algunos estudios adicionales pueden encontrarse en [11, 35, 40].

⁵El quenching es un fenómeno en el cual hay una pérdida energética del electrón excitado debido a colisiones inelásticas con otras moléculas, llevando a una gran reducción en las emisiones espectrales

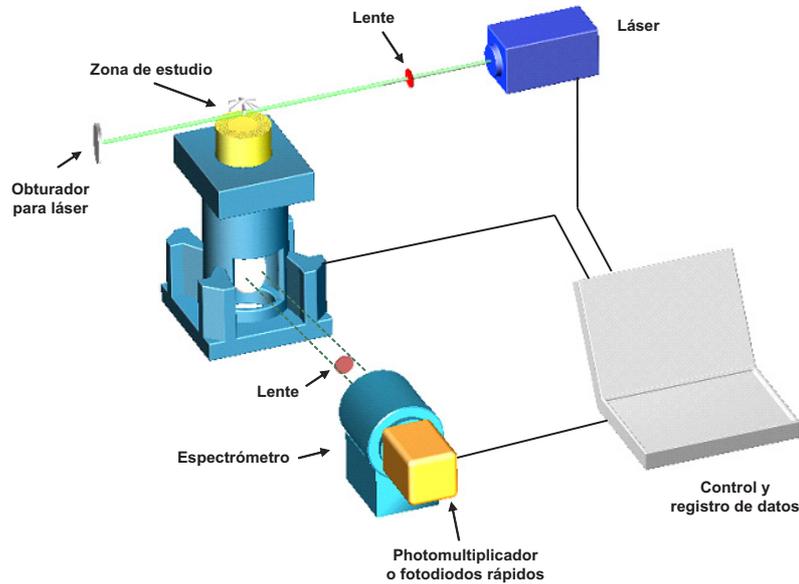


Figura 2.6: Esquema de la configuración óptica y disposición de los elementos en la técnica de dispersión Raman.

- **Absorción/extinción láser (LEA):** En un medio que contenga gotas líquidas, un haz de luz se atenuará por la absorción de la fase líquida-vapor y por la dispersión de las gotas de combustible. Al utilizar esta técnica, se suelen realizar dos medidas independientes para determinar la concentración de vapor: una medida de transmisividad en una longitud de onda no absorbente (λ_T) para determinar el espesor óptico de la fase líquida, y una medida de transmisividad en una longitud de onda absorbente (λ_A) para determinar conjuntamente el espesor óptico de la fase líquida y el vapor. La diferencia entre estas dos medidas se utiliza para determinar la concentración de vapor. En la Figura 2.7 se puede observar un esquema típico de montaje de esta técnica. Para la implementación de la técnica se utilizan dos láseres, uno de los cuales tiene una longitud de onda dentro de la región de absorción del combustible utilizado, y otro láser para detectar la presencia de gotas líquida. Una vez los haces láser pasan por la zona de estudio, éstos se separan espectralmente mediante filtros apropiados y la señales se registran separadamente en los detectores.

A partir de la teoría de la dispersión de la luz, se puede calcular el coeficiente de extinción (K_{ext}) para una nube de partículas (en este caso, gotas) y conociendo de antemano la distribución de tamaño de las gotas

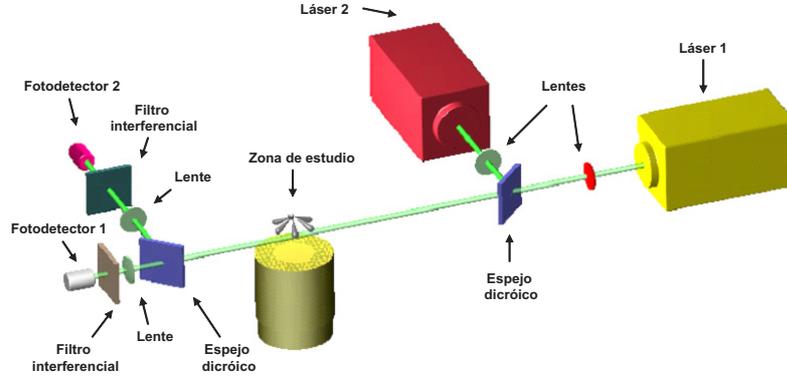


Figura 2.7: Configuración óptica de la técnica dual de extinción de luz.

se pueden obtener medidas simultáneas de la concentración de vapor y de gotas en un chorro Diesel. Algunos ejemplos de su aplicación para medidas en MEC pueden encontrarse en [33, 34, 41–45].

- Fluorescencia inducida por láser (LIF):** La técnica LIF consiste en la emisión de luz a partir de un átomo o molécula que es excitada con una fuente de luz láser. Inicialmente, la molécula está en un nivel electrónico más bajo que aquel que alcanza cuando es excitada. La longitud de onda de la fuente láser necesita seleccionarse adecuadamente, para que coincida con la longitud de onda de absorción. Las características espectrales de la radiación de fluorescencia vienen determinadas por las características de la molécula. Si el fluido no contiene moléculas fluorescentes, se pueden añadir trazadores moleculares que presenten fluorescencia. Una característica muy importante dentro de la experimentación con la técnica LIF, es que la señal de fluorescencia es proporcional a la concentración de trazadores en la zona iluminada, lo que permite relacionar la señal con la concentración [46–49].

La técnica LIF presenta dos posibles regímenes, dependiendo de la intensidad láser relativa. Si la intensidad láser es lo suficientemente alta, la señal LIF será independiente de la irradiancia láser y del *quenching* y se le denomina régimen de saturación. En los MEC es difícil alcanzar el régimen de saturación debido a fuertes interferencias ocasionadas por moléculas a altas presiones. La mayoría de los autores utilizan el régimen de fluorescencia lineal, donde la señal de fluorescencia (S_F) viene dada por la ecuación:

$$S_F = K_{so} B_{12} \frac{A_{21}}{A_{21} + Q_{21}} I_0 (1 - e^{-\alpha \rho L}) \quad (2.3)$$

donde K_{so} = eficiencia del sistema óptico
 B_{12} = coeficiente de Einstein de absorción estimulada
 A_{21} = coeficiente de Einstein de emisión espontánea
 Q_{21} = Factor de quenching
 α = coeficiente de absorción de la sustancia
 ρ = densidad de la sustancia
 L = camino óptico

La fluorescencia se puede inducir por varios métodos, pero comúnmente se utilizan fuentes de tipo láser ya que permiten obtener medidas de alta resolución temporal, espacial y espectral. El principal problema que surge al implementar la técnica LIF es la dependencia de la señal de fluorescencia con el *quenching*, especialmente por la presencia de oxígeno a altas presiones. El fenómeno del *quenching* está fuertemente influenciado por la temperatura local, la presión y la concentración de especies en la zona de medida, lo que hace que las medidas cuantitativas en el interior del cilindro sean una tarea difícil. Debido a que la influencia del *quenching* en las medidas es difícil de evaluar, no existen modelos que permitan estimar las pérdidas por este tipo de colisiones. La Figura 2.8 muestra la configuración experimental comúnmente utilizada para la aplicación de la técnica LIF en motores Diesel. En general, existen

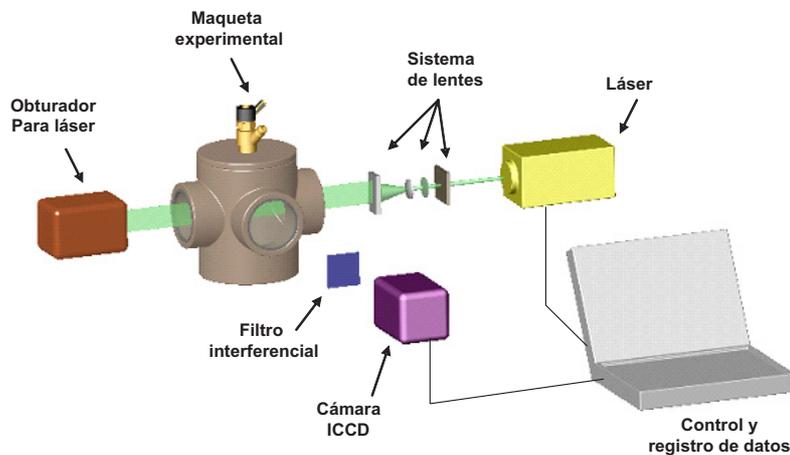


Figura 2.8: Elementos para la implementación de la técnica LIF en motores Diesel.

múltiples variantes de las técnicas LIF para la medida de concentración de combustible, aunque es posible clasificarlas en dos: aquellas que utilizan combustibles no fluorescentes, a los cuales se les añaden dopantes o trazadores fluorescente, y aquellas que utilizan la fluorescencia natural

del combustible.

Las aplicaciones LIF más utilizadas en la medida de concentraciones de combustible en MCIAs son las que utilizan un combustible de referencia no fluorescente en la longitud de onda de trabajo, al que se le añaden determinadas sustancias fluorescentes [12, 31, 50–54]. De esta forma, es factible conocer todas las propiedades fluorescentes de la mezcla, siendo posible así elegir el trazador con las características idóneas para el experimento a estudiar y conocer su comportamiento en diferentes condiciones. El combustible de referencia utilizado suele ser monocompuesto, de características similares a las del combustible real a sustituir. Los más utilizados son el isooctano (C_8H_{18}) como el sustituto de la gasolina y heptano (C_7H_{16}), decano ($C_{10}H_{22}$), dodecano ($C_{12}H_{26}$), tridecano ($C_{13}H_{28}$) o hexadecano ($C_{16}H_{34}$) en el caso del combustible Diesel.

También es cierto que los combustibles comerciales presentan una fluorescencia natural debida principalmente a los compuestos aromáticos que contienen. La fluorescencia natural de los combustibles comerciales ha sido utilizada en algunos trabajos como el de Roth [55], Fuchs y Winkelhofer [56] y Juliá [57], donde describen con detalle el uso de la fluorescencia natural de los combustibles comerciales en los MEC. Entre las ventajas que supone utilizar la fluorescencia natural del combustible se pueden mencionar: las medidas realizadas presentarían mayor verosimilitud con las medidas reales en un motor ya que se utilizaría el combustible real, y por otra parte, las medidas estarían directamente relacionadas con el combustible.

Cuando se utiliza la fluorescencia natural del combustible o un dopante de fluorescencia simple para visualizar simultáneamente las fases de líquido y vapor del combustible, no es posible separar espectralmente la fluorescencia de la fase líquida o vapor. Esto se debe a que los espectros de absorción y fluorescencia de las moléculas orgánicas disueltas en disolventes apolares, tales como los combustibles convencionales, son virtualmente idénticos al espectro de las mismas moléculas en fase vapor. Debido a que la señal de fluorescencia de la fase líquida es varios órdenes de magnitud superior a la correspondiente a la fase vapor, experimentalmente es complicado detectar ambas señales debido a los limitados rangos dinámicos de los fotodetectores existentes hasta la fecha⁶.

Así, se han realizado varias propuestas para resolver este problema, pero

⁶En la actualidad existen cámaras intensificadas de alto rango dinámico (16-bit), aunque no es lo suficientemente elevado como para captar las señales simultáneas de la fase líquida y vapor.

la única que ha obtenido resultados relativamente válidos hasta la fecha es la denominada técnica Exciplex (LIEF), basada en la utilización de trazadores fluorescentes especiales que presentan una radiación de fluorescencia de diferente longitud de onda según se encuentren en fase líquida o en fase vapor, y de esta forma, mediante un filtrado óptico adecuado, puedan ser captadas y tratadas por separado.

Para simplificar los diagnósticos, Melton y su grupo de trabajo [46, 58–62] propuso trabajar con un combustible puro, y añadir dos aditivos. Los aditivos fluorescen de forma diferente dependiendo de la fase en la que se encuentren. Un monómero fluorescente el cual reaccionará bajo cierta excitación láser para formar junto con el otro aditivo, un complejo en estado excitado, siendo este proceso de carácter reversible y estrechamente dependiente de la temperatura. Debido a la gran diferencia en proximidad entre las moléculas, sea que estén en estado líquido o vapor, el Exciplex se formará en la fase líquida, mientras que el monómero fluorescerá por sí mismo en la fase gaseosa. Las dos emisiones fluorescentes no tienen la misma longitud de onda, y por lo tanto, pueden ser analizadas espectralmente en canales separados, lo que permite su detección con los sistemas actuales de registro de imágenes. Es necesario señalar que las reacciones Exciplex no son perfectas, es decir, existe una pequeña emisión de la molécula Exciplex en fase vapor y del monómero en la fase líquida, siendo uno de los componentes del fenómeno de *cross-talk*⁷ de la técnica Exciplex.

Otro problema en la experimentación con la técnica LIEF es la diferencia en la tasa de evaporación del combustible y el dopante, lo que dificulta un poco la interpretación de la señal de fluorescencia. Por estos motivos, en la mayor parte de los experimentos de LIEF tan solo se visualiza dónde están la fase líquida y vapor. En un número más reducido de casos, se intenta cuantificar la concentración, siendo necesario realizar calibraciones previas, así como su dependencia con la presión y temperatura ya que la fluorescencia de estos trazadores depende de estos parámetros [52, 60, 63, 64]. En la Tesis Doctoral de Juliá [57] se hace una completa descripción de las técnicas LIF y la variante LIEF para la medida de concentraciones de combustible en chorros Diesel.

⁷El fenómeno de *cross-talk* en la técnica LIEF se define como el solapamiento en los espectros de emisión de fluorescencia de las fases líquida y vapor.

2.3.1.2. Medidas de velocidad y tamaño de gotas

Las características y los detalles del flujo de aire en el cilindro de un MEC afectan profundamente las prestaciones y están estrechamente relacionadas con las emisiones. La creciente demanda de la legislación para motores Diesel, motiva al diseño y desarrollo de sistemas de combustión más eficientes (menos contaminantes y bajo consumo de combustible), en los cuales el control del flujo de aire tiene un papel muy importante.

El control del aire de admisión en un MEC se logra mediante el diseño de los puertos de admisión, la culata y la geometría del pistón. El desarrollo de modelos computacionales 3D mediante el cálculo CFD permite reducir el tiempo de diseño y experimentación en el motor. A pesar de esto, y dadas las limitaciones de los actuales modelos, los cálculos CFD siempre necesitan de una validación experimental en nuevas aplicaciones. Por lo tanto, las medidas de los campos de velocidad en el interior del cilindro son importantes para la validación de los cálculos CFD, así como para la verificación la calidad del diseño y para un estudio detallado de los procesos fundamentales en el interior del cilindro y su interacción con la combustión. De este modo, a lo largo de esta sección se explicarán resumidamente 3 técnicas láser para la medida del campo de velocidades en el interior del cilindro de un MEC. Estas técnicas están basadas en la anemometría láser Doppler, la anemometría de fase Doppler y la velocimetría de imágenes de partículas.

- **Anemometría láser doppler (LDA):** La técnica de anemometría láser doppler, también conocida como velocimetría láser doppler (LDV), permite medir la velocidad de las partículas en un fluido mediante la interacción de luz láser con las partículas en movimiento en el interior del mismo. La técnica utiliza dos haces coherentes procedentes de la misma fuente láser, los cuales se intersectan en un punto para formar un patrón de franjas interferenciales, de modo que las partículas (que por su tamaño, permite tratarlas dentro del régimen de dispersión de Mie) al atravesar dicho patrón, reflejan la luz láser. La luz dispersada se focaliza en un fotomultiplicador (PMT) que registra la señal, para luego ser procesada en una unidad especial. Las interacciones entre la luz láser y las partículas producen cambios de frecuencia de la radiación (efecto Doppler) que se pueden relacionar con la velocidad de las partículas⁸ [65–67]. Generalmente, un sistema para LDA se compone de una

⁸La intensidad luminosa que se obtiene es básicamente una intensidad de fondo modulada por una función coseno, cuya variación temporal depende únicamente de las frecuencias de los haces dispersados. La frecuencia de modulación de esta señal se puede relacionar con la

fuentes láser, la óptica de focalización, un sistema de registro de la señal dispersada, el sistema de generación de partículas, y un equipo para el procesamiento de la señal.

Debido a su alta precisión espacial y temporal, la técnica LDA se considera como una referencia para la medición de velocidades y dado que de carácter puntual, las medidas de velocidad mediante esta técnica son de gran utilidad para estudiar los campos de velocidad en posiciones espaciales específicas, donde se pueden obtener resultados ciclo a ciclo [68, 69]. La utilización de estas medidas queda limitada a las regiones menos densas del chorro Diesel, siendo imposible hasta la fecha, realizar medidas cerca de la salida de la tobera y en el eje del mismo.

- **Anemometría de fase Doppler (PDA):** La técnica PDA se basa en el mismo principio físico de la técnica LDA, aunque utiliza varios fotosensores situados en diferentes posiciones espaciales, con los que se pueden estimar no solo los campos de velocidad, sino también los diámetros de las partículas difusoras (realizando la hipótesis de que éstas son esféricas) a partir de los desfases temporales entre las señales recibidas por cada fotodetector. La luz dispersada por el paso de las partículas a través del volumen de medida, hace que la señal esté modulada temporal y espacialmente. La modulación temporal está relacionada con la velocidad, mientras que la frecuencia espacial está relacionada con el tamaño de la partícula. Al igual que en la técnica LDA, es indispensable que solo una gota atraviese el volumen de control, por lo que no es aplicable para chorros con altas densidades.

Entre las ventajas de la técnica PDA se podría mencionar que permite realizar medidas precisas del tamaño de partícula sin una calibración muy compleja (la calidad de las medidas viene determinada en gran medida por la precisión del instrumental utilizado) y que posee la habilidad de medir simultáneamente la velocidad (usualmente 2 componentes, y hasta 3 en algunos casos) y el tamaño, para una partícula individual. Ahora, como limitaciones de la técnica tenemos que es de carácter puntual, por lo que la generación de mapas de velocidad es un proceso tedioso y que demanda gran cantidad de tiempo, requiere de un instrumental óptico de alto costo y que su implementación en chorros densos es complicada, obteniendo resultados poco aceptables en algunos casos. Algunos ejemplos de su aplicación pueden encontrarse en [70–73], además de una completa revisión bibliográfica en [74].

velocidad de las partículas.

- **Velocimetría de imágenes de partículas (PIV):** La técnica PIV permite medir los campos de velocidades en un plano de un fluido que se ilumina mediante una lámina láser. Actualmente existen diferentes variantes de la técnica PIV, dependiendo del método utilizado para registrar y procesar la información, aunque todas ellas son muy similares entre sí. Para su implementación, el fluido se ilumina con varios pulsos láser y las imágenes instantáneas se registran utilizando técnicas de exposición múltiple, las velocidades instantáneas se obtienen dividiendo el desplazamiento de las partículas entre imágenes sucesivas por el tiempo transcurrido entre dos pulsos. Su aplicación más extendida en MCI es el estudio del movimiento del aire en el interior del motor, aunque también se han realizado estudios sobre el movimiento del aire alrededor del chorro Diesel durante el proceso de inyección.

El principal inconveniente de esta técnica es el hecho de que la dirección del flujo no puede determinarse únicamente y por lo tanto el campo de velocidades podría presentar una ambigüedad direccional. Incluso, la superposición de imágenes en algunas zonas indican velocidades muy bajas, las cuales no son calculadas correctamente. Una limitación obvia de la técnica PIV es la necesidad de dos accesos ópticos, uno para la lámina láser y el otro para la cámara o sistema de visualización. Por otra parte, el PIV es muy sensible a las distorsiones presentes en los accesos ópticos, opacidad de los fluidos y calidad de las partículas trazadoras. Algunos ejemplos de su aplicación pueden encontrarse en [75–79].

2.3.2. Diagnósticos de la combustión Diesel

Los diagnósticos láser en el campo de la combustión Diesel suelen ser tediosos y complicados, debido especialmente a la formación de hollín durante la combustión, y a que éste se deposita en los accesos ópticos. Además de esto, los altos niveles de presión y temperatura de los MEC, la presencia de gotas durante la combustión, y la concentración de los fenómenos más interesantes en una limitada región espacial del chorro, hacen que los diagnósticos láser sean aún más difíciles de implementar en la cámara de combustión.

Debido a la sofisticación de los motores, particularmente los MEC, los fenómenos físico-químicos en el interior de la cámara de combustión no están lo suficientemente analizados (reacciones químicas en desequilibrio, combinaciones complejas de transferencia de calor, etc.). Su estudio requiere de técnicas experimentales que conjuguen varias disciplinas científicas y para avanzar en este campo, las técnicas láser proporcionan una alternativa real. En la experimentación en MCI es necesario disponer de datos experimentales fiables

que proporcionen información acerca de los diferentes procesos y magnitudes de interés, que mediante correlaciones, permitan analizar de una forma más directa la fenomenología allí involucrada. De esta forma se pueden controlar fenómenos como la turbulencia, calidad de la mezcla aire-combustible y duración de la combustión, entre otros.

Dado que en el diagnóstico de la combustión Diesel se incluyen numerosos parámetros físicos, podríamos mencionar los más importantes: contorno y temperatura de la llama difusiva, localización del frente de la llama, concentración de diferentes sustancias (NO_x y hollín). De esta forma, es conveniente determinar de una forma fiable y precisa los valores de éstos parámetros, para lo cual se suelen utilizar las técnicas láser. En la siguiente sección se describen brevemente las principales técnicas láser utilizadas para el diagnóstico de la combustión Diesel.

2.3.2.1. Diagnósticos de hollín

En un motor Diesel, el hollín se forma como el resultado de la pirólisis⁹ del combustible líquido y por una progresiva falta de oxígeno en la fase de evaporación del combustible. El hollín está compuesto básicamente de carbono, aunque también hay pequeñas cantidades de hidrógeno y oxígeno. Bajo condiciones estequiométricas, los hidrocarburos se combinan con las moléculas de oxígeno para producir agua, CO_2 N_2 . Aunque la cantidad total de oxígeno en el interior de la cámara de combustión de un motor Diesel puede ser suficiente para que se de una combustión estequiométrica, existen regiones donde prácticamente el oxígeno está agotado. Como consecuencia de esta mezcla insuficiente entre aire y combustible, se forma el hollín. Un estudio más detallado de los procesos de formación y oxidación se desarrollará en el capítulo 3 de esta Tesis Doctoral.

Es evidente que durante el proceso de combustión se pueden producir grandes cantidad de hollín, donde la cantidad que realmente aparece en el sistema de escape depende en gran medida de los diferentes procesos de oxidación que ocurren en el motor. Dadas las estrictas leyes de regulación en el sector automotriz, es constante el interés en reducir las emisiones contaminantes, especialmente aquellas relacionadas con el NO_x , el CO_2 y el hollín.

Aunque hoy en día el proceso de formación del NO_x está bastante bien caracterizado, los procesos de formación y oxidación del hollín durante la

⁹La pirólisis se puede definir como la descomposición térmica de un material en ausencia de oxígeno o cualquier otro reactante. Esta descomposición se produce a través de una serie compleja de reacciones químicas y de procesos de transferencia de materia y calor.

combustión Diesel necesitan de una experimentación más rigurosa, y en algunos casos, desde un punto de vista más práctico. De este modo, durante los últimos años se han incrementado las técnicas experimentales para el estudio de los procesos relacionados con el hollín en motores Diesel. A lo largo de esta sección se explicarán resumidamente las técnicas láser más comunes utilizadas para el diagnóstico del hollín. Estas técnicas están basadas en la incandescencia inducida por láser y el método de extinción láser.

- **Incandescencia inducida por láser:** Las primeras medidas de incandescencia inducida por láser fueron observadas en 1977 por Eckbreth [1] como una interferencia en las medidas de CARS. Las partículas absorben energía de una fuente láser altamente energética, lo cual aumenta su temperatura que puede alcanzar el punto de sublimación (4000 K para las partículas de hollín) y emiten radiación térmica como parte de su balance energético. La radiación que emiten es proporcional a la concentración volumétrica del compuesto. La incandescencia inducida por láser surge como una técnica atractiva para la medición de hollín en sistemas de combustión con geometrías complejas, y especialmente donde repetibilidad es un factor a tener en cuenta, ya que posee una alta resolución espacial y temporal.

La combinación de LII con la técnica de dispersión inducida por láser (LES) en el régimen de Rayleigh, permite la determinación del tamaño promedio de partícula [4, 80]. La aplicación de esta técnica a las llamas Diesel es el tema de los capítulos 3 y 4 de esta Tesis Doctoral y será desarrollada con mucho mayor detalle en esos capítulos.

- **Método de extinción láser:** Básicamente, el método de extinción láser consiste en la medida de la atenuación de un haz láser ocasionada por una nube de partículas dispersoras y/o absorbentes, tal y como lo son las partículas de hollín en los motores Diesel. La transmitancia (τ) de la nube de partículas que atraviesa el haz láser se puede relacionar con la densidad óptica mediante la ley de Beer:

$$KL = \ln(-\tau) = -\ln\left(\frac{I}{I_0}\right) \quad (2.4)$$

donde K = coeficiente de extinción a través del camino óptico

L = camino óptico

I = intensidad transmitida

I_0 = intensidad inicial del haz láser

Si se conoce el camino óptico (L) y las propiedades ópticas y físicas del hollín presente en la zona de interés, es posible determinar la fracción volumétrica (o másica) de hollín a partir del coeficiente de extinción (K_{ext}). Históricamente, se ha considerado en la práctica que la extinción del hollín está dominada por el fenómeno de la absorción más que por la dispersión. Esta suposición es bastante razonable si se tiene en cuenta que las partículas de hollín son pequeñas ($\sim 30\text{-}50$ nm) comparadas con la longitud de onda de la fuente láser (que suele ser de varios cientos de nm). Vale la pena mencionar que para el caso en el que las partículas de hollín se aglomeran, el fenómeno de la dispersión ya no se puede considerar despreciable [81].

El efecto de la dispersión combinado con las incertidumbres asociadas al índice refractivo del hollín¹⁰, afectan la exactitud en la determinación de la fracción volumétrica de hollín [82]. Además, para determinar el valor de K a partir del producto KL , se requiere conocer el camino óptico (L), el cual varía durante la combustión Diesel, donde además es un parámetro que no se puede medir fácilmente en todos los casos.

En la implementación de la técnica en motores Diesel, la llama puede impactar directamente contra los accesos ópticos, depositando así, hollín sobre la superficie. El hollín allí depositado puede afectar la medida de extinción al incrementar el valor de la extinción láser. En la práctica se intenta minimizar este efecto cambiando la orientación de los chorros (para que no impacten directamente sobre la superficies de los accesos) [83], utilizando un combustible de bajo hollín y en condiciones de baja carga [84–86], utilizando un láser de alta potencia para eliminar (por ablación láser) el hollín depositado en los accesos ópticos [87], o corrigiendo el efecto de la atenuación láser [88, 89]. En el trabajo de Musculus y Pickett [90] se puede encontrar un completo estudio de la influencia de las condiciones experimentales de la técnica de extinción láser para el diagnóstico de hollín en motores Diesel.

2.3.2.2. Medidas de temperatura y emisiones

Considerando las condiciones extremas que existen durante el proceso de combustión (cercasas a los 2700 K y 100 bar), el uso de termopares u otros elementos de medidas parecen muy poco realistas. Primero, porque la inmersión

¹⁰Gradientes de temperatura, densidad o composición de la mezcla, causan gradientes en el índice refractivo del hollín a través del camino óptico. Los gradientes en el índice refractivo del hollín desvían el haz láser en su recorrido por la cámara de combustión (lo que comúnmente se conoce como *beam steering*).

de estos elementos podría perturbar los flujos en la llama y de alguna manera alterar el comportamiento de la misma.

Segundo, porque realmente lo que miden estos elementos es su propia temperatura y no la temperatura del gas que la rodea, por lo tanto es necesario aplicar correcciones por radiación, convección y conducción, lo que implica un conocimiento muy completo de las condiciones del entorno experimental. Además, los termopares tienen muchas pérdidas por radiaciones asociadas a altas temperaturas, y limitadas por el rango de funcionamiento debido al punto de fusión de sus materiales. Por estas razones, las técnicas láser han sido implementadas en las últimas décadas con el objetivo de solventar las limitaciones de las técnicas de medidas convencionales.

- **Termometría y concentración de especies mediante LIF:** La medida de radicales de OH fue una de las primeras medidas en realizarse con LIF en MCIA debido, principalmente, a su elevada concentración en la llama y facilidad de detección. Además, es una de las moléculas cuya fluorescencia ha sido más estudiada en otros campos de investigación y, por lo tanto, su interpretación cuantitativa es más sencilla.

Los radicales OH son productos intermedios de la combustión que están presentes en la oxidación de muchos hidrocarburos. Las aplicaciones de medida de OH con LIF tienen como objetivo fundamental la determinación del frente de llama [24]. Un amplio número de moléculas que juegan un papel importante en la química de las llamas no superan las 100 ppm en concentración. Cuando estas especies con concentraciones tan bajas no pueden emitir una señal de dispersión lo suficientemente alta, las técnicas basadas en la dispersión de Raman parecen no ofrecer una solución apropiada. Una alternativa a estos métodos de dispersión inelástica es aprovechar la ventaja de la fluorescencia de los átomos y las moléculas.

Cuando se emplea LIF para termometría, la longitud de onda de excitación láser se ajusta a una frecuencia en la cual la molécula o el radical de combustión (en la mayoría de los casos, NO o OH) fluoresce. Como era de esperarse, la intensidad de la señal dependerá de la densidad de la especie estudiada. En la literatura se suelen describir dos métodos para la medición de temperatura. Uno de ellos es el *método de las dos líneas* (two-line method), el cual hace uso de dos haces láser a diferentes longitudes de onda, mientras que el otro *método monocromático* hace uso de un solo haz láser [91].

La medida de NO_x en MCIA, principalmente en los MEC, es primordial

ya que es, junto con el hollín, el principal contaminante en este tipo de motores. Los NO_x son producidos en zonas de la cámara de combustión donde se cumplan las dos condiciones siguientes: que se den altas temperaturas, ya que es necesaria mucha energía para activar la reacción química de oxidación del nitrógeno; y que la concentración de O_2 sea considerable.

El componente más importante de los NO_x es el NO , que es el que es posible medir con las técnicas LIF. Existen varias bandas de absorción que pueden ser alcanzables tanto con láser de excímero, de Nd:YAG, como con láseres de colorante. En la medición de NO , los principales problemas en la medida son el quenching y la absorción de O_2 [12, 92–95]. Dam et al. [92] realizaron medidas puntuales de NO en un motor Diesel, y después de hacer varias correcciones por temperatura, presión y eliminar interferencias por presencia de oxígeno, su investigación mostró que el NO se forma esencialmente en la parte final del proceso de combustión. A partir de las investigaciones de Nagawa et al. [93] y Dec y Cannan [12] proporcionaron un gran aporte desde el punto de vista estructural: el NO se forma esencialmente en la periferia de la región de premezcla rica en la zona de vapor, es decir, en la zona aireada de una supuesta llama de difusión. El NO no se encuentra en la región rica de premezcla, tal y como se esperaría a partir de la química del NO .

El principal problema que surge al aplicar LIF es la dependencia de la señal de fluorescencia sobre el quenching. El quenching está fuertemente influenciado por la temperatura local, la presión y la concentración de especies, lo cual significa que obtener medidas cuantitativas en el cilindro y con alta precisión representa un gran reto experimental. Intentar evaluar la influencia del quenching sobre la señal LIF no es fácil, actualmente no existen modelos que tengan en cuenta las pérdidas por colisiones, y además no es posible corregir las señales por pérdidas en intensidad debido a los procesos de quenching. La aplicación de la técnica LIF para termometría está ampliamente discutida en [3, 96, 97] y algunos ejemplos de su implementación en MEC pueden encontrarse en [98, 99].

- **Dispersión Anti-Stokes Coherente (CARS):** Este tipo de dispersión es una técnica de Raman de tipo no lineal, es decir, la luz dispersa no está relacionada de forma lineal con la intensidad incidente. La técnica hace uso de tres haces láser que se utilizan para estimular la dispersión de Raman a través de la susceptibilidad de tercer orden de las moléculas. La señal generada es similar a un haz láser, la cual permite que se pueda separar espectralmente de otras interferencias.

La energía de luz dispersa depende cuadráticamente del número de moléculas presentes en la muestra [100]. De esta forma es posible determinar la densidad de las moléculas. Además, la frecuencia de la señal depende de la relación de Boltzman, lo cual significa que un análisis de la frecuencia permite la medición directa de la temperatura de la muestra. En el caso del análisis espectral, se pueden determinar concentraciones entre un 0.5 % y un 30 %.

Lo que limita la técnica a la hora de medir concentraciones no inferiores al 0.5 %, es el ruido de fondo presente en la medida, valor que se tiene que restar en cualquier medición posterior. Este método tiene errores menores al 5 %, lo que representa una ventaja respecto a las técnicas LIF. En las llamas, generalmente hay una alta concentración de N_2 , cuyas moléculas son estables, razón por la cual es muy improbable que participen reactivamente en la combustión. Por esta razón, las moléculas de N_2 pueden ser consideradas como un indicador de la temperatura, además de poseer una baja absorción en la región ultravioleta hasta el infrarrojo.

Una desventaja de la técnica en relación a las técnicas LIF por ejemplo, es que solo se obtienen medidas puntuales y además se requiere de un amplio conocimiento de la instrumentación y de los factores espectroscópicos. La razón por la cual se prefiere el uso de CARS frente a LIF se debe a su alta precisión en las medidas de temperatura y concentración de especies, aún en los ambientes más hostiles como lo son los motores Diesel [101–104].

- **Degenerate four wave mixing (DFWM):** Al igual que la técnica CARS, es un proceso óptico no lineal [1]. La técnica hace uso de dos haces láser en la misma longitud de onda que se intersectan con un tercer haz (con diferente longitud de onda), el cual es energéticamente más débil. De esta forma, el entramado energético formado por los tres haces permite generar un cuarto haz que posee información de la concentración de especies [105].

Por otra parte, a diferencia de las técnicas LIF, la técnica DFWM es menos sensible a la predisociación de las moléculas y al quenching. Además de esto, la señal de salida de DFWM tiene como resultado un haz coherente que puede ser fácilmente filtrado con una alta relación señal-ruido. Una limitación de esta técnica al igual que la de CARS al aplicarse a sistemas de combustión, es la presencia de fuertes gradientes en el índice de refracción justo después del autoencendido. Estos gradientes, en su mayoría causados por el aumento brusco de la temperatura,

desvían los haces en la cámara de combustión y alteran la intersección de los haces de medida.

Aunque la técnica DFWM es relativamente simple de implementar para medidas bi-dimensionales, en la actualidad aún se encuentra en desarrollo para diagnósticos de combustión, especialmente para motores Diesel [1, 2, 97].

2.4. Resumen y conclusiones

En el presente capítulo se ha detallado una descripción detallada de los fenómenos que tienen lugar durante en el interior de la cámara de combustión de un MEC. Las principales diferencias relacionadas entre el denominado *modelo clásico* de combustión Diesel y el *modelo actual* (desarrollado a partir de la visualización y la aplicación de técnicas láser) se pueden observar en forma resumida en la Tabla 2.1.

Fenómeno	Modelo clásico	Modelo actual
Autoencendido	Local	Global
Combustible líquido	Chorro y gotas	Solo chorro
Llama de premezcla	$\phi \approx 1$	$\phi \approx 2-4$
Llama de difusión	Combustible 'fresco'	Combustible descompuesto
Formación de hollín	Periferia del chorro	Volumen total del chorro

Tabla 2.1: Resumen de la comparación entre el modelo clásico y el modelo actual de la combustión Diesel.

La aplicación de las técnicas láser en la cámara de combustión de los MEC ha permitido grandes avances en la experimentación en las últimas décadas. De forma resumida, podemos destacar que:

- Se ha logrado analizar más detalladamente el comportamiento del chorro Diesel, proporcionando detalles de los parámetros que controlan la fase líquida y vapor, al igual que se ha reinterpretado el mecanismo que da origen al fenómeno del autoencendido y de las estructuras fundamentales de la combustión Diesel. Los mecanismos de formación y destrucción de contaminantes están hoy en día mucho mejor descritos e implementados en la teoría.
- La resolución espacial y temporal de las técnicas láser ha permitido visualizar de manera instantánea las diferentes y completas interacciones

de los flujos no reactivos y reactivos, mostrando así que la visión instantánea de estos fenómenos es muy diferente de la visión esquemática que prevalecía antes del desarrollo de las técnicas láser.

Toda esta información proporcionada por la parte experimental de las técnicas láser no solo es de gran apoyo para el desarrollo de los códigos CFD en MEC, sino que también ha ayudado de forma directa al desarrollo de nuevos motores y de sistemas de inyección. Vale la pena mencionar también, que aunque quedan muchos problemas por resolver en la implementación de los diagnósticos con técnicas láser, la calidad de dichas técnicas no está siempre determinada por su precisión o exactitud, sino en la capacidad de dar un entendimiento global de los procesos básicos y del correcto acoplamiento entre estos.

En la Tabla 2.2 se muestra un resumen de las técnicas láser utilizadas en la investigación en los MEC.

Proceso	Fenómeno	Técnica láser	Magnitud a medir	Refs.
Inyección	Fases líquido y vapor	Dispersión de Mie	Penetración líquido, ángulo-apertura	[9, 11, 29–34]
		Dispersión de Rayleigh	Localización de fase vapor	[5, 11, 34, 35]
		Dispersión de Raman	Concentraciones fase líquida y vapor (puntual)	[5, 11, 35–40]
		Absorción/extinción láser (LEA)	Campo de concentraciones líquido	[41–45]
		Fluorescencia inducida por láser (LIF)	Localización y campo de concentraciones	[12, 31, 46, 46–55, 57–64]
	Medidas de velocidad y tamaño de gotas	Anemometría láser Doppler (LDA)	Velocidad y diámetro de gotas (puntual)	[65–69]
		Anemometría de fase Doppler (PDA)	Velocidad y diámetro de gotas	[70–74]
		Velocimetría de imágenes de partículas (PIV)	Campo de velocidades de gotas	[75–79]
	Combustión	Diagnósticos de hollín	Incandescencia inducida por láser (LII)	Fracción volumétrica de hollín, temperatura-, diámetro- y número-relativo de partículas
Extinción láser			Fracción volumétrica de hollín	[83–86, 88–90]
Medidas de temperatura y especies		Fluorescencia inducida por láser (LIF)	Temperatura, concentración de NO_x, OH (frente de llama)	[3, 12, 24, 91–99]
		Dispersión anti-Stokes coherente (CARS)	Temperatura	[100–104]
		Degenerate four-wave mixing (DFWM)	Temperatura	[1, 2, 97]

Tabla 2.2: Resumen de las técnicas láser utilizadas en la cámara de combustión de un MEC.

Bibliografía

- [1] Eckbreth A.C. *Laser diagnostics for combustion temperature and species*. Gordon and Breach Publishers, ISBN 789056-995324, 1996.
- [2] Kohse-Höinghaus K. y Jeffries J.B. *Applied Combustion Diagnostics*. Taylor and Francis, ISBN 1-56032-938-6, 2002.
- [3] Rothe E.W. y Andresen P. “Application of tunable excimer lasers to combustion diagnostics: a review”. *Applied Optics*, Vol. 36, pp. 3971–4033, 1997.
- [4] Zhao H. y Ladommatos N. *Engine Combustion Instrumentation and Diagnostics*. Society of Automotive Engineers, ISBN 0-7680-0665-1, 2001.
- [5] Espey C., Dec J.E., Litzinger T.A. y Santavicca D.A. “Planar laser Rayleigh scattering for quantitative vapor-fuel imaging in a Diesel jet”. *Combustion and Flame*, Vol. 109, pp. 65–86, 1997.
- [6] Bardi M., Payri R., Malbec L.M., Bruneaux G., Pickett L.M., Manin J., Bazyn T. y Genzale C.L. “Engine Combustion Network (ECN): Comparison of spray development, vaporization and combustion in different combustion vessels”. *Atomization and Sprays*, Vol. 10, pp. 807–842, 2012.
- [7] Dec J.E. y Espey C. “Diesel engine combustion studies in a newly designed optical-access engine using high-speed visualization and 2-D laser imaging”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 930971*, 1993.
- [8] Dec J.E. “Soot distribution in a DI diesel engine using 2-D imaging of laser-induced incandescence, elastic scattering, and flame luminosity”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 920115*, 1992.
- [9] Dec J.E. y Espey C. “Ignition and early soot formation in a DI diesel engine using multiple 2-D imaging diagnostics”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 950456*, 1995.
- [10] Blessinger M., Meijer M., Pickett L.M., Manin J. y Skeen S. “Liquid/vapor penetration and plume-plume interaction of vaporization iso-octane and ethanol SIDI sprays”. *ILASS Americas, 25th Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*, Pittsburgh, 2013.
- [11] Dec J.E. “A conceptual model of DI diesel combustion based on laser sheet imaging”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 970873*, 1997.

-
- [12] Dec J.E. y Canaan R.E. “PLIF imaging of NO formation in a DI diesel engine”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 980147*, 1998.
- [13] Pickett L.M., Kook S. y Williams T.C. “Visualization of diesel spray penetration, cool-flame, ignition, high-temperature combustion, and soot formation using high-speed imaging”. *SAE International Journal of Engines*, Vol. 2, pp. 439–459, 2009.
- [14] Josefsson G., Magnusson I., Hildenbrand F., Schulz C. y Sick V. “Multidimensional laser diagnostics and numerical analysis of NO formation in a gasoline engine”. *Proceedings of 27th Symposium (International) on Combustion*, pp. 2085–2092, 1998.
- [15] Hildenbrand F., Schulz C., Sick V., Josefsson G., Magnusson I., Andersson O. y Aldén M. “Laser spectroscopic investigation of flow fields and NO-formation in a realistic SI engine”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 980148*, 1998.
- [16] Einecke S., Schulz C., Sick V., Dreizler A., Schiessl R. y Maas U. “Two-dimensional temperature measurements in an SI engine using two-line tracer LIF”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 982468*, 1998.
- [17] Baert R., Frijters P., Somers B. y Luijten C. “Design and operation of a high pressure, high temperature cell for HD diesel spray diagnostics: guidelines and results”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2009-01-0649*, 2009.
- [18] Jung Y., Manin J., Skeen S. y Pickett L.M. “Measurement of liquid and vapor penetration of diesel sprays with a transient variation in spreading angle”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2015-01-0946*, 2015.
- [19] Faeth G.M. “Current status of droplet and liquid combustion”. *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 3, pp. 191–224, 1977.
- [20] Dec J.E., zur Loye A.O. y Siebers D.L. “Soot distribution in a D.I. diesel engine using 2-D laser-induced incandescence imaging”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 910224*, 1991.
- [21] Dec J.E. y Espey C. “Soot and fuel distributions in a DI diesel engine via 2-D imaging.”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 922307*, 1992.

- [22] Espey C. y Dec J.E. “The effect of TDC temperature and density on the liquid-phase fuel penetration in a DI diesel engine”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 952456*, 1995.
- [23] Espey C., Dec J.E., Litzinger T.A. y Santavicca D.A. “Quantitative 2D fuel vapor concentration imaging in a firing DI diesel engine using planar laser-induced Rayleigh scattering”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 940682*, 1994.
- [24] Dec J.E. y Coy E.B. “OH radical imaging in a DI diesel engine and the structure of the early diffusion flame”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 960831*, 1996.
- [25] Dec J.E. y Espey C. “Chemiluminiscence imaging of autoignition in a D.I. diesel engine”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 982685*, 1998.
- [26] Heywood J.B. *Internal combustion engine fundamentals*. McGraw Hill, ISBN 0-07-028637-X, 1988.
- [27] Desantes J.M., Pastor J.V. y Molina S.A. “Analysis of the combustion process in a heavy duty D.I. diesel engine through in-cylinder visualisation”. *Proceedings of the 1999 Spring Technical Conference of the ASME Internal Combustion Engine Division*, pp. 105–113, 1999.
- [28] Benajes J., Payri R., Bardi M. y Martí-Aldaraví P. “Experimental characterization of diesel ignition and lift-off length using a single-hole ECN injector”. *Applied Thermal Engineering*, Vol. 58, pp. 554–563, 2013.
- [29] Munch K.U. y Leipertz A. “Investigation of spray penetration and fuel distributions inside the piston bowl of a 1.9 DI Diesel engine using twodimensional Mie scattering”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 922204*, 1992.
- [30] Felton P.G., Mantzaras J., Bardsley M.E.A. y Bracco F.V. “2-D visualization of liquid fuel injection in an internal combustion engine”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 872074*, 1987.
- [31] Hodges J.T., Baritaud T.A. y Heinze T.A. “Planar liquid and gas fuel and droplet size visualization in a DI diesel engine”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 910726*, 1991.
- [32] Baritaud T., Heinze T. y Le-Cos J.F. “Spray and self-ignition visualisation in a DI diesel engine”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 940681*, 1994.

- [33] Montanaro A., Allocca L., Sorge U., Zhang A. y Costa M. “Simultaneous shadowgraph/Mie scattering imaging of liquid and vapor phases of diesel sprays and validation of a numerical model”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2014-01-2744*, 2014.
- [34] Adam A., Leick P., Bittlinger G. y Schulz C. “Visualization of the evaporation of a diesel spray using combined Mie and Rayleigh scattering techniques”. *Experiments in Fluids*, Vol. 47, pp. 439–449, 2009.
- [35] Zhao H. y Ladommatos N. “Optical diagnostics for in-cylinder mixture formation measurements in diesel engines”. *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 24, pp. 297–336, 1998.
- [36] Felton P.G., Kyritsis D. y Braco F.V. “On the feasibility of quantitative, singleshot, Spontaneous Raman imaging in an optically accessible engine cylinder”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 1999-01-3537*, 1999.
- [37] Heinze T. y Schmidt T. “Fuel-air ratios in a spray, determined between injection and autoignition by pulsed spontaneous Raman spectroscopy”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 892102*, 1989.
- [38] Rabenstein F., Egermann J., Leipertz A. y Alfonso N. “Vapor-phase structures of diesel-type fuel sprays: an experimental analysis”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 982543*, 1998.
- [39] Verhoeven D., Vanhemelryck J.L. y Baritaud T. “Macroscopic and ignition characteristics of high-pressure sprays of single-component fuels”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 981069*, 1998.
- [40] Schulz C., Ottenwaelder T., Raffius T., Brands T., Huelser T., Grunefeld G. y Pischinger S. “Nitric oxide measurements in the core of diesel jets using a biofuel blend”. *SAE International Journal of Materials and Manufacturing*, Vol. 8, pp. 458–471, 2015.
- [41] Chraplyvy A.R. “Nonintrusive measurements of vapour concentrations inside sprays”. *Applied Optics*, Vol. 20, pp. 2620–2624, 1981.
- [42] Kamimoto T., Ahn S.K., Chang Y.J., Kobayashi H. y Matsuoka S. “Measurement of droplet-diameter and fuel concentration in a non-evaporating Diesel spray by means of an image analysis of shadow photographs”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 840276*, 1984.

- [43] Drallmeier J.A. “Hydrocarbon-vapour measurements in fuel sprays - A simplification of the infrared extinction technique”. *Applied Optics*, Vol. 33, pp. 7175–7179, 1994.
- [44] Suzuki M., Nishida K. y Hiroyasu H. “Simultaneous concentration measurement of vapour and liquid in an evaporating diesel spray”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 930863*, 1993.
- [45] Winklhofer E. y Plimon A. “Monitoring of hydrocarbon fuel-air mixtures by means of a light extinction technique in optically accessed research engine”. *Optical Engineering*, Vol. 30, pp. 1263–1268, 1991.
- [46] Melton L.A. “Quantitative use of Exciplex-based vapor/liquid visualization systems. (Users Manual)”. *NTIS Final Report Contract DAAL-86-K-0082*, 1988.
- [47] Reboux R., Puechberty D. y Dionnet F. “A new approach of planar laser-induced fluorescence applied to fuel/air ratio measurement in the compression stroke of an optical S.I. engine”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 941988*, 1994.
- [48] Kim T. y Ghandhi J.B. “Quantitative 2-D fuel vapor concentration measurements in an evaporating diesel spray using the exciplex fluorescence method”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2001-01-3495*, 2001.
- [49] Fujikawa T., Hattori Y. y Akihama K. “Quantitative 2-D fuel distribution measurements in an SI engine using laser-induced fluorescence with suitable combination of fluorescence tracer and excitation wavelength”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 972944*, 1997.
- [50] Bruneaux G. “Liquid and vapor spray structure in high-pressure common rail diesel injection”. *Atomization and Sprays*, Vol. 11, pp. 533–556, 2001.
- [51] Yeh C., Kamimoto T., Kobori S. y Kosaka H. “2-D imaging of fuel vapour concentration in a diesel spray via exciplex-based fluorescence technique”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 932652*, 1993.
- [52] Senda J., Kanda T., Kobayashi M. y Fujimoto H. “Quantitative analysis of fuel vapour concentration in diesel spray by exciplex fluorescence method”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 970796*, 1997.

-
- [53] Senda J., Kobayashi M., Tanabe Y. y Fujimoto H. “Visualisation and quantitative analysis of the fuel vapour concentration in diesel sprays”. *Journal of Society of Automotive Engineers Review*, Vol. 15, pp. 149–156, 1994.
- [54] Campbell P., Sinko K. y Chehroudi B. “Liquid and vapour phase distributions in a piloted diesel fuel spray”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 950445*, 1995.
- [55] Roth R. *Analyse des images de fluorescence du spray de fuel dans un moteur Diesel a injection directe*. Tesis Doctoral, Universite de Ruen, Ruen, 1998.
- [56] Fuchs H.P. y Winklhofer E. “Diesel fuel spray visualization by laser induced fluorescence”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 914166*, 1991.
- [57] Juliá J.E. *Medida de concentraciones de combustible en chorros Diesel mediante técnicas de fluorescencia inducida por láser*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2001.
- [58] Melton L.A. “Spectrally separated fluorescence emissions for diesel droplets and vapor”. *Applied Optics*, Vol. 22, pp. 2224–2226, 1983.
- [59] Hale S.J. y Melton L.A. “Absolute quantum yields for Exciplex fluorescence”. *Applied Spectroscopy*, Vol. 44, pp. 101–105, 1990.
- [60] Rotunno A.A., Winter M., Dobbs G.M. y Melton L.A. “Direct calibration procedures for Exciplex-based vapor/liquid visualization of fuel sprays”. *Combustion Science and Technology*, Vol. 71, pp. 247–261, 1990.
- [61] Murray A.M. y Melton L.A. “Fluorescence methods for determination of temperature in fuel sprays”. *Applied Optics*, Vol. 24, pp. 2783–2787, 1985.
- [62] Gossage H.E. y Melton L.A. “Fluorescence thermometers using intramolecular exciplexes”. *Applied Optics*, Vol. 26, pp. 2256–2259, 1987.
- [63] Kim T. y Gandhi J.B. “Characterization of evaporating diesel sprays using exciplex laser-induced fluorescence measurements”. *Atomization and Sprays*, Vol. 13, pp. 535–559, 2003.

- [64] Fujimoto H., Choi D., Shima Y. y Senda J. “Two-dimensional imaging of fuel-vapour concentration by use of LIEF technique during mixture formation process in a DI diesel engine”. *Measurement Science and Technology*, Vol. 13, pp. 391–400, 2002.
- [65] Pastor J.V. *Estudio experimental del movimiento del aire en un motor Diesel de inyección directa mediante Anemometría Láser Doppler*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos - Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1996.
- [66] Urchueguía J.F. *Metodología de caracterización fluidodinámica de culatas mediante anemometría láser-doppler*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos - Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1993.
- [67] Payri F., Desantes J.M. y Pastor J.V. “LDV measurements of the flow inside the combustion chamber of a 4-valve D.I. diesel engine with axisymmetric piston-bowls”. *Experiments in Fluids*, Vol. 22, pp. 118–128, 1996.
- [68] Bachalo W. y Houser M. “Phase-Doppler spray analyzer for simultaneous measurements of drop size and velocity distributions”. *Optical Engineering*, Vol. 23, pp. 583–590, 1984.
- [69] Hentschel W. y Schindler K.-P. “Flow, spray and combustion analysis by laser techniques in the combustion chamber of a direct-injection diesel engine”. *Optics and Lasers in Engineering*, Vol. 25, pp. 401–413, 1996.
- [70] Hosoya H. y Obokata T. “Effect of nozzle configuration on characteristics of steady-state diesel spray”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 930593*, 1993.
- [71] Hoo J.H., Hong S.T., Shakal J.S. y Golo S. “Influence of fuel injector nozzle geometry on internal flow characteristics”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 970354*, 1997.
- [72] Araneo L. y Tropea C. “Improving phase doppler measurements in a diesel spray”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2000-01-2047*, 2000.
- [73] Lacoste J., Crua C., Heikal M., Kennaird D. y Gold M. “PDA characterisation of dense diesel sprays using a common-rail injection system”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2003-01-3085*, 2003.

- [74] Soare V. *Phase doppler measurement in diesel dense 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, Valencia, 2007.
- [75] Hesselink L. “Digital image processing in flow visualization”. *Annual Review Fluid Mechanics*, Vol. 20, pp. 421–481, 1988.
- [76] Adrian R.J. “Particle-imaging techniques for experimental fluid mechanics”. *Annual Review Fluid Mechanics*, Vol. 22, pp. 261–304, 1991.
- [77] Grant I. “Particle image velocimetry: a review”. *Proceedings of the Institute of Mechanical Engineers Part C: Journal of Mechanical Engineering Science*, Vol. 211, pp. 55–76, 1997.
- [78] Deslandes W., Dupont A., Baby X., Charnay G. y Boree J. “PIV measurements of internal aerodynamic of diesel combustion chamber”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2003-01-3083*, 2003.
- [79] Deslandes W., Dupont A., Baby X., Dumont P., Boree J. y Charnay G. “Airflow cyclic variations analysis in diesel combustion chamber by PIV measurements”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2004-01-1410*, 2004.
- [80] Espey C. y Dec J.E. “Diesel engine combustion studies in a newly designed optical-access engine using high-speed visualization and 2-D laser imaging”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 930971*, 1993.
- [81] Zhu J., Choi M.Y., G.W.Mulholland y Gritzko L.A. “Soot scattering measurements in the visible and near-infrared spectrum”. *Proceedings of The Combustion Institute*, Vol. 28, pp. 439–446, 2000.
- [82] Smyth K.C. y Shaddix C.R. “The elusive history of $m=1.57-0.56i$ for the refractive index of soot”. *Combustion and Flame*, Vol. 107, pp. 314–320, 1996.
- [83] Wiartalla A., Bäcker H. y Dürnhholz M. “Influence of injection system parameters on spray development combustion and soot formation by optical measurement techniques in a model combustion chamber”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 950233*, 1995.
- [84] Vaglieco B.M., Merolo S.M. y Corcione F.E. “Nanometric particle formation in optically accessible diesel engine”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2001-01-1258*, 2001.

- [85] Tree D.R. y Dec J.E. “Line of sight extinction measurements of oxygenated fuel blends and diesel fuel in a heavy-duty, direct injection diesel engine”. *2nd Joint Meeting of the United States Sections of the Combustion Institute, Oakland, CA*, 2001.
- [86] Dec J.E., Canaan R.E. y Tree D.R. “The effect of water-emulsified fuel on diesel soot formation”. *219th American Chemical Society National Meeting, San Francisco, CA*, 2000.
- [87] Tree D.R. y Dec J.E. “Extinction measurements of in-cylinder soot deposition in a heavy-duty DI diesel engine”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2001-01-1296*, 2001.
- [88] Song K.H., Lee Y. y Litzinger T.A. “Effects of emulsified fuels on soot evolution in an optically-accessible D.I. diesel engine”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2000-01-2794*, 2000.
- [89] Litzinger T.A. y Stoner M. “Effects of structure and boiling point of oxygenated blending compounds in reducing diesel emissions”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 1999-01-1475*, 1999.
- [90] Musculus M.P.B. y Pickett L.M. “Diagnostics considerations for optical laser-extinction measurements of soot in high-pressure transient combustion environments”. *Combustion and Flame*, Vol. 141, pp. 371–391, 2005.
- [91] Seitzman J.M. y Hanson R.K. *Instrumentation for Flows with Combustion*, A. Taylor (Ed.), capítulo Planar fluorescence imaging in gases, pp. 405–466. Academic Press, ISBN 978-0126839203, 1993.
- [92] Dam N., Weerls W.L., Duff J.L.C., Rickeard D.J., ter Meulen J.J., Stoffels G.G.M., van-den Boom E.J. y Spaanjaars C.M.I. “In-cylinder measurements of NO formation in a diesel engine”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 1999-01-1487*, 1999.
- [93] Nagawa H., Hendo H., Deguchi Y., Noda M., Oikawa H. y Shimida T. “NO measurement in diesel spray flame using laser-induced fluorescence”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 970874*, 1997.
- [94] Verbiezen K., Klein-Douwel R.J.H., van Vliet A.P., Donkerbroek A.J., Meerts W.L., Dam N.J. y ter Meulen J.J. “Attenuation corrections for in-cylinder NO LIF measurements in a heavy-duty Diesel engine”. *Applied Physics B*, Vol. 83, pp. 1294–1303, 2001.

- [95] Verbiezen K., Donkerbroek A.J., Klein-Douwel R.J.H., van Vliet A.P., Frijters P.J.M, Seykens X.L.J., Baert R.S.G., Meerts W.L., Dam N.J. y ter Meulen J.J. “Diesel combustion: In-cylinder NO concentrations in relation to injection timing”. *Combustion and Flame*, Vol. 151, pp. 333–346, 2007.
- [96] Daily J.W. “Laser-induced fluorescence spectroscopy in flames”. *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 23, pp. 133–199, 1997.
- [97] Kohse-Höinghaus K. “Laser techniques for the quantitative detection of reactive intermediates in combustion systems”. *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 20, pp. 203–279, 1994.
- [98] Kido A., Kubota S., Ogawa H. y Miyamoto N. “Simultaneous measurements of concentration and temperature distributions in unsteady gas jets by LIF method”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 980146*, 1998.
- [99] Nygren J., Engström J., Walewski J. y Aldén M. “Applications and evaluation of two-line atomic LIF thermometry in sooting combustion environments”. *Measurement Science and Technology*, Vol. 12, pp. 1294–1303, 2001.
- [100] Demtröder W. *Laser spectroscopy: basics concepts and instrumentation*. (3^{ra} Ed.) Springer Verlag, ISBN 35-4065225-6, 2003.
- [101] Brackmann C., Bood J., Afzelius M. y Bengtsson P.-E. “Thermometry in internal combustion engines via dual-broadband rotational coherent anti-Stokes Raman spectroscopy”. *Measurement Science and Technology*, Vol. 15, pp. 13–25, 2003.
- [102] Bood J., Bengtsson P.-E. y Dreier T. “Rotational coherent anti-Stokes Raman spectroscopy (CARS) in nitrogen at high pressures (0.1-44 MPa): experimental and modelling results”. *Journal of Raman Spectroscopy*, Vol. 31, pp. 703–710, 2000.
- [103] Weigl M.C., Beyrau F., Leipertz A., Loch A., Jelitto C. y Willand J. “Locally resolved measurement of gas-phase temperature and EGR-ratio in an HCCI-engine and their influence on combustion timing”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2007-01-0182*, 2007.
- [104] K.Sajiki, Kataoka H., Maeda S. y Hirose C. “N₂ CARS thermometry in diesel engine”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 821036*, 1982.

- [105] Wolfrum J. “Lasers in combustion: from basic theory to practical devices”. *27th Symposium on Combustion - The Combustion Institute*, pp. 1–41, 1998.

Capítulo 3

Aplicación de LII en MCIA

Contenido

3.1. Introducción	67
3.2. Conceptos sobre partículas de hollín	67
3.2.1. Morfología y estructura del hollín	68
3.2.2. Proceso de formación de hollín	71
3.2.3. Proceso de oxidación del hollín	74
3.3. Interacción entre partículas de hollín y la luz	75
3.4. Definición de incandescencia inducida por láser (LII)	78
3.5. Estudios preliminares de la técnica	78
3.5.1. Modelo teórico	79
3.5.1.1. Balance de energía	81
3.5.1.2. Balance de masa	90
3.5.2. Relación entre la señal de LII y la fracción volumétrica de hollín	91
3.5.3. Descripción del sistema experimental	93
3.5.4. Consideraciones especiales para la aplicación de LII	94
3.5.4.1. Longitud de onda y energía de excitación láser	94
3.5.4.2. Perfil de intensidad láser	96
3.5.4.3. Región espectral de detección	97
3.5.4.4. Ancho de ventana de detección y tiempo	98
3.6. Medida de concentraciones de hollín en la cámara de combustión	99
3.7. Resumen y conclusiones	100

Bibliografía 101

En este capítulo se da una breve introducción a los aspectos generales relacionados con el hollín generado en los procesos de combustión y los fundamentos físicos de la incandescencia inducida por láser, así como del modelo físico que intenta describir este fenómeno, fundamentado en las leyes de la termodinámica y la mecánica de fluidos. Para concluir, se realiza una introducción general al tema de estudio de este trabajo, la incandescencia inducida por láser, centrándose en las aplicaciones diseñadas para realizar medidas en motores Diesel.

3.1. Introducción

La exigente legislación actual y futura sobre las emisiones contaminantes, especialmente la relacionada con el capítulo de los motores de combustión interna alternativos, han motivado a los fabricantes y a los ingenieros a desarrollar varias técnicas experimentales para el diagnóstico de la combustión, especialmente para estudiar los procesos de la formación-oxidación del hollín en los MCIA.

Los procesos de formación, crecimiento y oxidación de las partículas de hollín en las llamas de difusión involucran una interacción de procesos físico - químicos. La comprensión de dichos procesos no solo son importantes desde el punto de vista científico, sino que además tienen un particular interés en las diferentes aplicaciones a los sistemas de combustión. Por ejemplo, la emisión de hollín producida por las turbinas y los motores de combustión interna constituye uno de los mayores contaminantes. Igualmente, una producción excesiva de hollín y de emisión de radiación producen efectos adversos en los sistemas de propulsión, especialmente en la cámara de combustión y los componentes asociados a los fluidos de escape [1–5].

La incandescencia inducida por láser, pese a ser una técnica relativamente nueva, constituye una herramienta con múltiples ventajas para la medición de las distribuciones de hollín, especialmente para la obtención de mapas de concentración 2-D.

3.2. Conceptos sobre partículas de hollín

En la literatura científica se suele denominar al hollín (*soot*, en terminología inglesa) a la materia particulada de núcleo carbonoso que aparece como resultado de los procesos de pirólisis a alta temperatura de los hidrocarburos o

por una combustión incompleta en fase gaseosa y a alta temperatura. A pesar de poseer un núcleo compuesto básicamente por carbono, también puede contener pequeñas cantidad de elementos tales como el hidrógeno, oxígeno, y una fracción orgánica soluble (SOF), la cual incluye compuestos aromáticos e hidrocarburos sin quemar [6–8]. Dependiendo de las características del combustible utilizado y de las condiciones que rodean el proceso de combustión se tendrán partículas de hollín con diferente contenido en carbono, morfología y estructura.

3.2.1. Morfología y estructura del hollín

La composición típica del hollín en los motores Diesel contiene al menos 1 % en peso de hidrógeno, lo que correspondería a una fórmula empírica para el hollín de C_8H [9]. Algunos estudios mediante la obtención de imágenes por microscopio de barrido electrónico (SME) muestran que la estructura de las partículas Diesel corresponde al tipo carbonoso aciniforme [10, 11], que se caracteriza por su estructura aglomerada formada por entidades individuales de forma esferoidal que se denominan partículas primarias [11](ver Figura 3.1). Dichas estructuras contienen en algunos casos hasta cerca de 4000 partículas y el diámetro de dichas esférulas varía desde 10 a 80 nm, aunque principalmente los tamaños de partícula primaria se encuentran entre 15 y 30 nm [6, 12], con un contenido del orden de 10^5 a 10^6 átomos de carbono [9]. El análisis

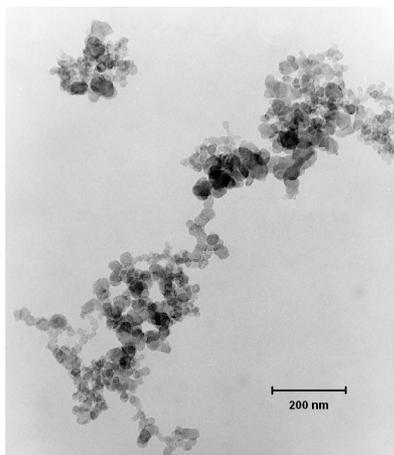


Figura 3.1: Microfotografía de partículas de hollín formada durante un proceso de combustión en motor Diesel [13].

microestructural mediante la técnica de difracción de rayos X muestra que

los átomos de carbono se encuentran empaquetados dentro de matrices de hexágonos [14]. Tal y como se muestra en la Figura 3.2, el espaciado medio entre las matrices hexagonales del hollín Diesel presenta un valor de 0.35 nm, algo superior al del grafito pirolítico (0.335 nm), habiéndose determinado a través de la medida de patrones de difracción electrónica que el grado de cristalización del hollín se encuentra entre el del carbono amorfo y el del cristal de grafito [15]. Mediante un análisis por microscopía de transmisión electrónica

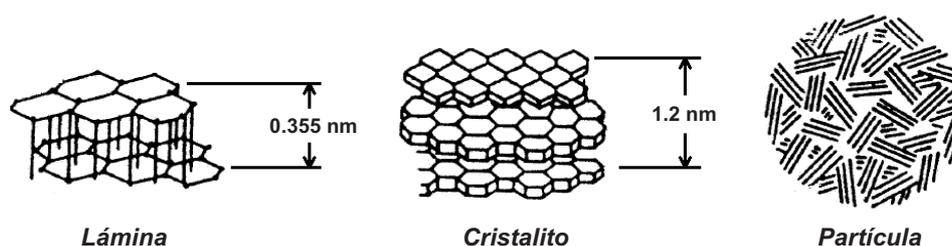


Figura 3.2: Subestructura de una partícula de hollín de un motor Diesel (adaptación de Lipkea et al. [14]).

de alta resolución (HRTEM), se han distinguido dos partes diferenciables en las partículas primarias: una corteza exterior y un núcleo central [16], como se muestra en la Figura 3.3. La estructura turboestrática de cristalitos observada por dispersión por rayos X sería lo que mediante HRTEM se identifica como corteza exterior. El núcleo central además contiene partículas esféricas finas rodeadas por redes de carbono. El tipo de estructura detectada por HRTEM hace pensar que la corteza exterior, compuesta por cristalitos es de mayor rigidez, mientras que el núcleo es estructural y químicamente menos estable debido a la inestabilidad termodinámica de su estructura. Además de las denominadas partículas primarias, en un reciente trabajo basado en el análisis por microscopía de transmisión electrónica (TEM) del hollín producido en una llama de difusión aire-propano [17], se han encontrado dos categorías más de partículas estructurales, de tamaño inferior a las primarias, que son lo que los autores de dicho trabajo denominan subprimarias, de tamaño de 6-9 nm y las partículas elementales, menores de 5 nm. Las partículas subprimarias presentan estructura grafitica y forma elipsoidal, pudiendo estar formando aglomerados en forma de cadena con menos de 10 unidades o bien agruparse con las partículas primarias. Las partículas elementales son partículas microsub-primarias que presentan un tamaño muy regular de unos 4 nm, con una corteza exterior de carbón amorfo y un núcleo central grafitico de tamaño de 0.5-2 nm. Una característica que distingue a las partículas denominadas elementales con respecto a las otras dos categorías de nanopartículas es

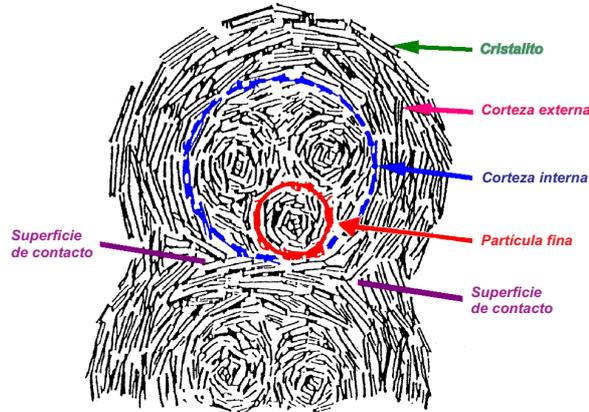


Figura 3.3: Microestructura de las partículas de hollín (adaptación de Ishiguro et al. [16]).

que aparecen agrupadas entre sí, ocupando el espacio comprendido entre las partículas primarias y las subprimarias, lo que sugiere la posibilidad de que las partículas elementales podrían generarse mediante un proceso de transición solución-gel, ocupando así todo el espacio disponible entre las partículas primarias y subprimarias, formando un único sistema gelatinoso.

Los aglomerados individuales, que es lo que normalmente se refiere como partícula, se denominan partículas secundarias y presentan formas muy diversas de acuerdo con el número y la disposición de las partículas primarias que las integran. La estructura de las partículas primarias de hollín, esto es, lo que se denomina nanoestructura, es muy dependiente de las condiciones específicas de síntesis de hollín [18], temperatura, combustible y tiempo de residencia, de manera que la estructura resultante viene a ser un híbrido de las nanoestructuras que pueden darse y que dependerá de las condiciones específicas de síntesis. La estructura de las partículas primarias que integran las partículas de hollín ha cambiado debido al uso de estrategias de motor para la reducción en la emisión de partículas. Las partículas de hollín emitidas por motores Euro IV presentan estructuras fullerenoideas deformes, debido a que las combustiones cada vez más limpias evitan la formación de partículas de mayor tamaño y estabilidad estructural. Además, el rango que define la distribución de tamaños de estas partículas primarias, determinado por imágenes HRTEM, es más estrecho que el de motores de generación Euro III. Los defectos e irregularidades estructurales del hollín presentes en la última generación de motores hace que la materia particulada sea más fácilmente oxidable, facilitando su eliminación dentro de la cámara de combustión [19].

En base a esto, algunos autores sugieren que el crecimiento de las partículas de hollín podría controlarse de manera que se puedan generar estructuras más reactivas, y que de esta forma el hollín sea más propenso a ser oxidado. Por otra parte, ésta sería una aplicación muy útil para reducir las temperaturas de trabajo requeridas en las trampas de partículas y catalizadores de oxidación.

3.2.2. Proceso de formación de hollín

El conocimiento más reciente que se tiene en cuanto a la formación de las partículas de hollín en el proceso de combustión Diesel se debe a la información extraída del análisis de los diagnósticos mediante técnicas láser en chorros Diesel reactivos. Este conocimiento permite además situar el proceso de formación de hollín sobre el *modelo actual* de la combustión Diesel.

La evolución de los hidrocarburos en fase líquida o vapor a partículas sólidas de hollín, y muy posiblemente a productos gaseosos, relaciona seis procesos: pirólisis, nucleación (germinación), coalescencia, crecimiento superficial, aglomeración y oxidación. Este último proceso se comentará más adelante en este capítulo. En la Figura 3.4 se muestra un esquema de estos seis procesos.

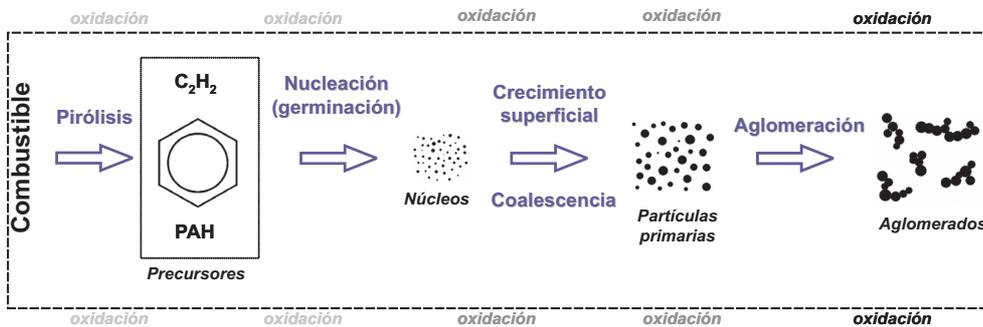


Figura 3.4: Diagrama esquemático de los pasos del proceso de formación y oxidación del hollín a partir de un combustible gaseoso.

- Pirólisis del combustible:** La pirólisis es el proceso mediante el cual los compuestos orgánicos, tales como los hidrocarburos, alteran su estructura molecular ante la presencia de alta temperatura, aunque con una muy baja oxidación, a pesar de la existencia de especies oxidantes durante el proceso. Las reacciones de pirólisis generalmente son endotérmicas, lo que las hace fuertemente dependientes de la temperatura [20]. Las tasas de pirólisis también son función de la concentración. Como

resultado de la pirólisis, se producen algunas especies que podrían considerarse precursores del hollín. La formación de precursores moleculares constituye la primera fase importante en la formación del hollín. Existen varias revisiones bibliográficas extensas acerca de los distintos mecanismos propuestos para explicar la química de formación del hollín [21–23]. Todos los combustibles pasan por el proceso de pirólisis, y producen esencialmente las mismas especies: hidrocarburos no saturados, poliacetilenos, hidrocarburos aromáticos policíclicos (PAH), y especialmente acetileno (C_2H_2). Las investigaciones de Haynes y Wagner [22] indican que los precursores más abundantes en las llamas laminares de difusión son el C_2H_2 , C_2H_4 , CH_4 , C_3H_6 y el benceno.

La formación de precursores es una competición entre la tasa de pirólisis del combustible puro y la tasa de oxidación del mismo combustible y los precursores, donde la oxidación tiene como agente oxidante principal al radical OH. La tasa de oxidación y la tasa de pirólisis se incrementan con la temperatura, aunque la tasa de oxidación tiene un incremento mucho mayor. Lo anterior podría explicar por qué las llamas de premezcla (en las cuales hay presencia de oxígeno) hollinan menos y que las llamas de difusión (en las cuales no hay oxígeno en la región donde se da la pirólisis) hollín más cuando se incrementa la temperatura. La difusión de radicales juega un papel importante en las llamas de difusión, especialmente el H, lo que acelera la pirólisis cuando se difunde en la zona rica de la llama [9]. También se espera que para pequeñas cantidades de O, O_2 y OH, éstas aceleren la pirólisis ya que muchas de las reacciones en la llama se dan por el mecanismo de radicales libres [20].

- **Nucleación de partículas:** La nucleación o la inyección (germinación) de partículas primarias es la formación de partículas a partir de los reactantes en fase gaseosa. Bartok y Sarofim [24] citan que las partículas sólidas identificables más pequeñas en las llamas luminosas tienen diámetros en el rango 1.5 - 2 nm, generalmente denominadas *núcleos*. Estos autores también mencionan que el proceso de germinación de partículas probablemente consiste en la adición de cortas cadenas moleculares (probablemente hidrocarburos alifáticos) a moléculas aromáticas más largas. La temperatura de germinación de partículas varía entre los 1300 y los 1600 K. Cabe resaltar que estos pequeños *núcleos* no contribuyen significativamente al total de la masa de hollín, aunque sí que tienen gran influencia sobre la masa que se deposita posteriormente, ya que son estos *núcleos* los que proporcionan espacio para el crecimiento superficial. Espacialmente, la nucleación está limitada a una región cercana a la zona de reacción primaria, en la cual las temperaturas y las concen-

traciones de radicales e iones libres tienen sus máximos valores, tanto para las llamas de premezcla como para las de difusión [24].

Según Glassman [9], existe un mecanismo general para la formación de hollín, el cual es independiente del combustible y presenta varias rutas alternativas hacia especies intermedias. Estas rutas están influenciadas por la temperatura y el tipo de combustible inicial. Lo anterior implica que la tendencia a producir más hollín viene determinada por la tasa de formación inicial del primer y segundo anillo. Los procesos de crecimiento superficial que dan origen a estructuras de anillos aromáticos más largas, las cuales conducen a la germinación y crecimiento del hollín, son similares para todos los combustibles y más rápidos que la formación de los anillos iniciales. De esta forma, la relativamente lenta formación de los anillos aromáticos iniciales controla la tasa de formación de hollín incipiente, la determina la cantidad de hollín que se forma. Dos radicales C_3H_3 , son los que dan probablemente dan origen al primer anillo. Luego, este anillo aromático añade grupos moleculares de alquilo, convirtiéndose así, en una estructura PAH, la cual crece ante la presencia de acetileno y otros precursores en fase gaseosa. En algún punto del proceso, la molécula PAH es lo suficientemente grande para convertirse en un *núcleo de partícula* con un alto contenido de hidrógeno.

- **Crecimiento superficial:** El crecimiento superficial es el proceso de adicionar masa sobre la superficie de los *núcleos de partículas*. Realmente no hay una clara distinción entre el fin de la germinación de partículas y el comienzo del crecimiento superficial, y en realidad los dos procesos ocurren simultáneamente. Durante ésta fase, la superficie caliente y reactiva de las partículas de hollín facilita la deposición de hidrocarburos gaseosos, principalmente acetilenos, aumentando así el valor de la masa de hollín mientras que el número de partículas permanece aproximadamente constante. La superficie sigue creciendo a la vez que se aleja de la zona de reacción primaria y atraviesa zonas más frías y menos reactivas, aún en las zonas donde las concentraciones de hidrocarburos están por debajo del límite de germinación [22]. La mayor parte de la masa de la partícula de hollín se acumula durante la fase de crecimiento superficial, y por lo tanto, el tiempo de residencia de ésta fase tiene mucha influencia sobre la masa total (o la fracción volumétrica de hollín). Otro aspecto importante de ésta fase es que la tasa de crecimiento para partículas pequeñas es mayor que para partículas más grandes, ya que las partículas pequeñas poseen más zonas con radicales reactivos [24].

- **Coalescencia y aglomeración:** Son procesos mediante los cuales se combinan las partículas de hollín. La coalescencia (llamada también coagulación) se da cuando las partículas (aproximadamente esféricas), colisionan y se unen entre sí para formar una única partícula (igualmente esférica), disminuyendo así el número de partículas primarias y conservándose la masa combinada de las partículas.

La aglomeración ocurre cuando las partículas colisionan entre sí pero no se funden completamente, conservando la forma geométrica original de cada una de las partículas y dando como resultado una cadena ramificada de partículas primarias. El hollín extraído del sistema de escape de los motores Diesel consiste de partículas primarias, con geometría esférica y aglomeradas en estructuras ramificadas. El tamaño de éstas partículas primarias varía en función de las condiciones de funcionamiento del motor, tipo de inyector, parámetros de inyección, entre otros [25–29], aunque la mayoría de los trabajos reportan un diámetro de partícula en el rango 20-70 nm.

3.2.3. Proceso de oxidación del hollín

La oxidación es la conversión del carbono de los hidrocarburos en productos de combustión. La oxidación del hollín es heterogénea, donde además las reacciones de oxidación tienen lugar en la superficie de las partículas. A diferencia del fenómeno de crecimiento superficial que tiene lugar en una fase definida, el fenómeno de oxidación tiene lugar durante todas las etapas de formación de hollín.

Las especies oxidantes más reactivas dependen del proceso y el estado de la mezcla. Glassman [9] indica que la oxidación de las partículas de hollín se da cuando la temperatura es superior a los 1300 K. Smith [20] sugiere que la semejanza entre la estructura de las partículas de hollín y la del grafito, es la responsable de esta inusual alta resistencia a la oxidación. La oxidación de pequeñas partículas se considera un proceso de dos etapas, en las que (1) se da un ataque químico del oxígeno a la superficie (absorción), y (2) se induce a una desorción desde la superficie de la partícula, liberando el oxígeno que ha reaccionado con parte del componente de combustible, lo que genera un producto de combustión [9]. Bartok y Sarofim [24] indican que el radical OH es probablemente la especie oxidante dominante en condiciones de mezcla estequiométrica y mezcla rica, mientras que para mezclas pobres, el hollín se oxida por tanto por OH como por O₂. Haynes y Wagner [22] mencionan que alrededor

del 10-20 % de todas las colisiones del OH con el hollín dan como resultado la gasificación de un átomo de carbono. Otros autores consideran posibles agentes oxidantes al O, H₂O, CO₂, NO y N₂O [9, 13, 30, 31].

3.3. Interacción entre partículas de hollín y la luz

Las partículas de hollín producidas en el proceso de combustión de los hidrocarburos están compuestas de aglomerados ramificados de partículas primarias nominalmente esféricas y del orden de los nanómetros [2]. El tamaño de partícula es un parámetro estructural importante del hollín que se determina a menudo con microscopía o técnicas de dispersión de luz [4]. Recientemente, la incandescencia inducida por láser también se aplica con éxito a la misma tarea. El conocimiento de la estructura agregada es importante porque muchas de las características físicas de los agregados fractales pueden depender de su morfología.

La nanoestructura del hollín depende de sus condiciones de formación (combinaciones específicas de temperatura y de los tiempos de residencia dictados por los caudales) y del tipo de combustible.

En general, cuando una partícula de hollín absorbe energía de un haz láser, su temperatura se incrementa. Para partículas pequeñas ($\frac{\pi D_p}{\lambda} \ll 1$), donde D_p es el diámetro de partícula y λ es la longitud de onda de la radiación incidente o emitida, se considera que se absorbe mucha más radiación de la que será dispersada, una característica que se ajusta al rango de tamaño de las partículas de los motores Diesel.

Una onda electromagnética o fotón que pasa muy cerca de una partícula esférica puede ser absorbida o puede sufrir dispersión [5, 32]. La dispersión puede ser debida a tres fenómenos diferentes (ver Figura 3.5):

1. *Difracción*: las ondas nunca interactúan con las partículas, pero su dirección de propagación es alterada por la cercanía de las mismas.
2. *Reflexión por las partículas*: las ondas son reflejadas en la superficie de las partículas.
3. *Refracción en una partícula*: las ondas que penetran en la partícula, sufren una absorción parcial, y salen de la partícula variando su dirección de salida.

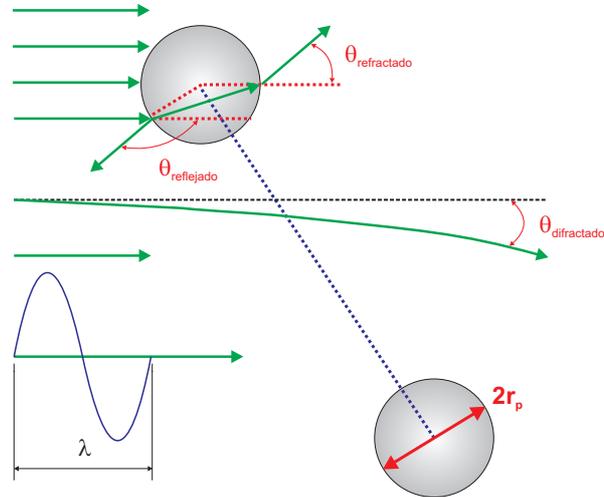


Figura 3.5: Diagrama de la interacción de ondas electromagnéticas y partículas esféricas.

Cuando la dispersión por una partícula no está afectada por la presencia de las partículas que la rodean, se conoce como dispersión independiente, de lo contrario, se produce la dispersión dependiente. Así, las propiedades radiativas de una nube de partículas de diámetro D_p , que interactúan con una onda electromagnética con longitud de onda λ , son controladas por tres parámetros adimensionales independientes [5]:

1. Índice de refracción: $m = \bar{n} - \hat{i} \cdot \bar{k}$, donde \bar{n} y \bar{k} son la parte real e imaginaria del índice de refracción, respectivamente.
2. Tamaño relativo: $x = \frac{\pi D_p}{\lambda}$
3. Razón entre la distancia de separación entre partículas (c_I) y longitud de onda: $L_p = \frac{c_I}{\lambda}$

Los efectos de dispersión dependiente pueden ser ignorados para una razón de $L_p > 0.5$ y si la dispersión es independiente se satisface que $L_p \gg 1$. En el caso del hollín presente en llamas, se trata de un problema de dispersión independiente, por lo que solo se necesitarían los dos primeros parámetros para caracterizar la nube de partículas.

La dispersión y la absorción de radiación por esferas individuales fueron estudiadas por primera vez a finales del siglo XIX por Lord Rayleigh, quien

obtuvo una solución sencilla para esferas de diámetros mucho más pequeños que la longitud de onda de radiación incidente ($x \ll 1$). Más tarde, a principios del siglo XX, Gustav Mie describe una teoría general para la dispersión y absorción de esferas en las que su tamaño es demasiado grande para aplicar el método de Rayleigh, pero demasiado pequeño para emplear la óptica geométrica ($x \gg 1$ y $k \cdot x \gg 1$). Para todas las partículas de hollín, el parámetro de tamaño relativo $x = \frac{\pi D_p}{\lambda}$ es muy pequeño, obedeciendo así la teoría de Rayleigh [33].

De forma general, la potencia emitida desde la superficie de la partícula de hollín (e_λ) se describe con la ley de Planck, ajustada por un factor de emisividad espectral ($\varepsilon_{\lambda,p}$) que permite corregir las desviaciones a partir de un cuerpo negro ideal [5]:

$$e_\lambda(T_p, \lambda) = \varepsilon_{\lambda,p}(D_p, \lambda) \cdot e_{\lambda,b}(T_p, \lambda) = \varepsilon_{\lambda,p} \frac{2 \pi h c^2}{\lambda^5} \left(\frac{1}{e^{\frac{h c}{\lambda k_B T_p}} - 1} \right) \quad (3.1)$$

donde $e_{\lambda,b}$ = potencia emisiva monocromática de cuerpo negro
 h = constante de Planck
 c = velocidad de la luz en el vacío
 k_B = constante de Boltzmann
 T_p = temperatura de la partícula

De acuerdo a la ley de Kirchoff¹¹, este valor para la emisividad ($\varepsilon_{\lambda,p}$) es equivalente al de la absorptividad ($\alpha_{\lambda,p}$). Este valor no es solo dependiente del material (índice de refracción) sino también de la longitud de onda de la luz incidente o emitida, y del tamaño de la partícula. Los pequeños tamaños característicos de las partículas de hollín en los sistemas de escapes de los motores y de las llamas de hidrocarburos están catalogados dentro del régimen de Rayleigh [33]. En este régimen, las partículas deberían absorber y emitir luz proporcionalmente a su volumen (o masa).

Para un rango de radiación ultravioleta (UV), los índices de refracción del hollín comienzan a estar fuertemente ligados a la longitud de onda, y así, los coeficientes de absorción y dispersión se ven afectados y podrían no ser iguales (debido principalmente a una fuerte dependencia de \bar{k} con la longitud de onda). Igualmente, el régimen de Rayleigh podría no ser válido, cuando $\frac{\pi D_p}{\lambda}$ no es tan pequeño para pequeños valores de λ [5, 32].

¹¹La ley de Kirchoff establece que un cuerpo en equilibrio térmico emitirá la misma energía que la absorbida.

3.4. Definición de incandescencia inducida por láser (LII)

El principio básico de la técnica de incandescencia inducida por láser es el calentamiento de las partículas de hollín hasta aproximadamente la temperatura de sublimación por medio de un pulso láser de alta energía, registrándose posteriormente la fuerte radiación térmica emitida por las partículas con un sistema apropiado de detección [34]. Los mecanismos relevantes de la absorción de energía y las pérdidas de calor se tienen en cuenta para realizar el balance en régimen transitorio y así calcular la temperatura de la partícula después de la irradiación láser [35–40]. El valor máximo de la señal permite establecer una medida de la concentración volumétrica de hollín, donde adicionalmente la caída de la señal proporciona información del tamaño de las partículas primarias de hollín [35, 41–43].

Fundamentalmente, la generación de una señal de LII es el resultado de un complejo fenómeno termo-óptico, complicado por las dependencias del tamaño de partícula, temperatura de la partícula, temperatura del medio, intensidad de la energía láser, perfil del haz láser y otros parámetros. Muchas de las predicciones para el modelo de LII han sido verificadas experimentalmente, a la vez que se trabaja para refinar y extender el tratamiento teórico de los fenómenos relacionados con la incandescencia inducida por láser [35, 36, 44–48].

3.5. Estudios preliminares de la técnica

Aunque la primera evidencia de la capacidad de la técnica LII para la medición del tamaño de partículas tiene como origen el trabajo de Weeks y Duley [49] en 1974, tan solo se consideró esta técnica para caracterizar partículas en sistemas de combustión cuando fue observada como una interferencia en las medidas de Raman realizadas en llamas con alto contenido de hollín [50]. Las observaciones y análisis (modelado) de Eckbreth [50] son hoy en día el punto de partida de todas las investigaciones de LII.

El posterior trabajo de Melton [51] y Dasch [52–54] le dieron a la técnica un soporte teórico y una solidez que la potenciaron para cuantificar la fracción volumétrica de hollín y la medición de tamaño de partículas de hollín. Desde las primeras investigaciones relacionadas con la medición de partículas mediante incandescencia inducida por láser, el proceso físico causante de esta señal ha sido estudiado y empleado para realizar medidas sencillas del hollín producido

en sistemas de combustión.

La aplicación de LII como una técnica para la medida y diagnóstico cualitativo de hollín en flujos transitorios fue desarrollado posteriormente por Dec et al [33, 55, 56] y Pinson et al. [57] como parte de sus investigaciones de la formación de hollín en motores Diesel. Poco después, muchos grupos de investigación publicaron artículos refiriéndose a los alcances de las medidas cuantitativas para la fracción volumétrica de hollín [42, 44, 51, 57–65]. Además, la investigación profunda de algunos grupos mejoró los modelos teóricos que describían el proceso de la incandescencia inducida por láser [?, 35, 36, 44, 45], así como muchísimas investigaciones sobre los efectos de la intensidad láser y el perfil de energía [58, 60, 66–69], interferencias [70, 71], y la calibración [72–77] que afecta la interpretación de los resultados de LII.

Algunos de los trabajos más recientes se han centrado en evaluar la capacidad del LII para determinar el tamaño primario de partícula [37–40], basado en el modelado de los procesos de transferencia de energía transitoria que se dan en la partícula de hollín a partir del agregado de hollín. Igualmente, la técnica LII ha continuado aplicándose en una gran variedad de problemas que involucran llamas laminares inestables y llamas turbulentas [58, 60, 78, 79], gotas [60, 79], formación de partículas de hollín y crecimiento [80, 81], estudios de baja gravedad en llamas [82], y estudios de motores Diesel [1, 33, 34, 44, 45, 55–57, 62, 64, 83–97].

Aunque en la mayor parte del trabajo realizado se ha considerado al hollín como el material absorbente, en principio no existe ninguna razón por la que LII no pueda ser aplicado a otros sistemas de partículas. De hecho, se han publicado estudios examinando materiales como Ag y TiN [39], así como W, Fe, Mo y Ti [98]. La extensión de la técnica a otras partículas absorbentes no debería representar ninguna limitación para su aplicación, ya que la comunidad científica desarrolla continuamente toda clase de partículas, con la creciente necesidad de controlarlas.

3.5.1. Modelo teórico

La base de todos los modelos de LII es un balance transitorio de energía sobre una partícula primaria de un agregado de hollín. El balance de energía describe la transferencia de calor entre la partícula y el medio que la rodea, así como la interacción de la partícula con la radiación láser incidente. La absorción de la energía láser por parte de las partículas de hollín y su posterior proceso de enfriamiento implica fenómenos de transferencia de calor y masa en escala temporal del orden de los nanosegundos. Para describir estos procesos

de transferencia de energía y masa, el modelo matemático se basa en el análisis inicial realizado por Eckbreth [50] y Melton [51], y posteriormente redefinido y actualizado por Dasch [52, 54], Hofeldt [44], Snelling [36] y Bladh [48, 99].

El modelo teórico de LII está basado en la conservación de la energía y masa de una partícula de hollín de tamaño conocido. Debido a las dificultades que presenta, se asumen una serie de condiciones para definir el modelo:

1. Los agregados de hollín están compuestos de partículas esféricas monodispersas y no hay interferencia entre ellas en lo que se refiere al proceso de absorción de energía láser y a los fenómenos de transferencia de calor y masa que tienen lugar.
2. La partícula de hollín se trata como una partícula de grafito esférica en lo que concierne al proceso de evaporación.
3. La masa de la partícula se considera un núcleo homogéneo, de tal forma que las propiedades ópticas y físicas de las partículas no cambian con la temperatura (el valor del índice de refracción $E(m)$ del hollín permanece constante).
4. El índice de evaporación del hollín puede calcularse usando el modelo de equilibrio termodinámico para el grafito.

Básicamente el modelo consiste de dos ecuaciones diferenciales, en el cual la primera ecuación describe un balance de energía, y la segunda es un balance de masa. En la Figura 3.6 se puede observar un esquema que ilustra los diferentes mecanismos físicos que tienen lugar cuando se expone una partícula de hollín a una irradiación láser. Como se ha discutido a lo largo de este capítulo, las partículas de hollín en los sistemas de combustión tienen la tendencia a formar estructuras ramificadas de agregados de hollín con diferentes morfologías. Varios estudios (ver por ejemplo [100] y las referencias allí incluidas) indican que las partículas generadas por una llama se pueden estimar mediante el uso de una ley de escalado estadístico a partir de una determinada estructura fractal de la masa. Esta ley de escalado se ajusta bastante bien para diferentes tipos de combustibles [100]. Dicha ley de escalado es función del número de partículas primarias del agregado, N_p de acuerdo a [101, 102]

$$N_p = k_f \left(\frac{R_g}{D_p/2} \right)^{D_f} \quad (3.2)$$

donde k_f es el prefactor fractal, D_f es la dimensión fractal y R_g es el radio de

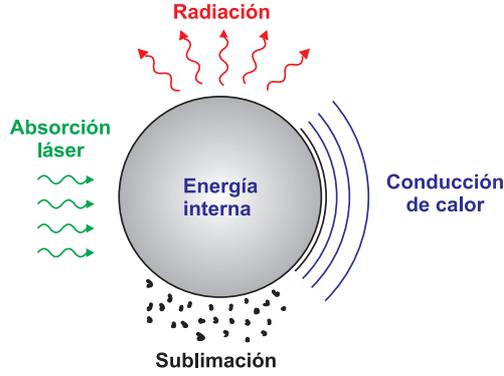


Figura 3.6: Ilustración de los mecanismos físicos involucrados en el calentamiento de una partícula de hollín mediante irradiación láser.

giro del agregado de hollín, definido como

$$R_g^2 = \frac{1}{N_p} \sum_{i=1}^{N_p} (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_0)^2, \quad \mathbf{r}_0 = \frac{1}{N_p} \sum_{i=1}^{N_p} \mathbf{r}_i \quad (3.3)$$

en la cual \mathbf{r}_i es el vector de posición del centro de la i -enésima esfera (partícula primaria) en el agregado y \mathbf{r}_0 es el vector de posición del centro del agregado.

3.5.1.1. Balance de energía

El modelo matemático de LII utiliza un diámetro de partícula teórico (basado en las propiedades de las partículas, las propiedades del gas, y de la energía láser) y una temperatura teórica también basada en las mismas propiedades. Este valor de temperatura se combina con el diámetro de partícula para predecir la radiación de incandescencia de la partícula al medio gaseoso. La ecuación para el balance de energía en la partícula y su interacción con el medio puede desarrollarse como:

$$\dot{Q}_{abs} - \dot{Q}_{cond} - \dot{Q}_{sub} - \dot{Q}_{rad} - \dot{Q}_{int} = 0 \quad (3.4)$$

donde \dot{Q}_{abs} = tasa de absorción de radiación láser
 \dot{Q}_{cond} = tasa de transferencia de energía por conducción de calor
 \dot{Q}_{sub} = tasa de transferencia de energía por sublimación
 \dot{Q}_{rad} = tasa de transferencia de energía por radiación
 \dot{Q}_{int} = tasa de almacenamiento de energía interna de la partícula

Conviene ahora detallar cada uno de los diferentes sub-mecanismos físicos de la ecuación anterior.

- **Absorción de radiación láser (\dot{Q}_{abs}):** El término de absorción representa al único proceso en el modelo de transferencia de energía y masa que activamente contribuye al almacenamiento de energía interna de la partícula. El término incluye el modelo para una sección efectiva de absorción ponderado con el perfil de intensidad del pulso láser de acuerdo a la siguiente ecuación:

$$\dot{Q}_{abs} = C_{abs} F \cdot g(t) \quad (3.5)$$

donde C_{abs} es la sección transversal de absorción, F es la fluencia¹² láser y $g(t)$ es la distribución temporal normalizada de la energía láser. La sección transversal de absorción de las partículas esféricas se puede simplificar significativamente si se asume que las partículas son mucho más pequeñas que la longitud de onda de la radiación incidente. Al aplicar esta consideración, la sección transversal de absorción para una partícula esférica queda de la siguiente manera [36, 47, 103]

$$C_{s,abs} = \frac{\pi^2 D_p^3 E(m_{soot})}{\lambda_{laser}} \quad (3.6)$$

donde λ_{laser} es la longitud de onda de la radiación incidente y m_{soot} es el índice refractivo del hollín. El término $E(m_{soot})$ relaciona las propiedades ópticas de la partícula de acuerdo a

$$E(m_{soot}) = -\text{Im} \left(\frac{m_{soot}^2 - 1}{m_{soot}^2 + 2} \right) \quad (3.7)$$

Para el caso en el cual no se cumple la aproximación del régimen de Rayleigh, se hace necesario aplicar la teoría completa de Mie. Solo en algunos pocos trabajos se ha considerado la teoría completa de Mie para el modelado de la señal LII [35, 51], ya que la gran mayoría de trabajos emplea la aproximación del régimen Rayleigh, incluyendo este trabajo. Ahora, cuando las partículas se unen para formar aglomerados, hay una desviación de la sección transversal de absorción al considerar el régimen de Rayleigh. Algunos estudios han demostrado que el uso de la teoría de Rayleigh-Debye-Gans para agregados poli-fractales (RDG-PFA) permite describir bastante bien el fenómeno, ya que el número de partículas

¹²El término *fluencia* se define como el cociente entre la energía radiante total que atraviesa un objeto y la sección transversal de dicho objeto.

primarias por agregado no es demasiado alto [104]. Según la literatura, el error introducido en las propiedades de radiación utilizando la teoría RDG-PFA es de menos del 10 % para las longitudes de onda por encima de los 500 nm y tamaños de partículas inferiores a 60 nm, considerando los valores típicos de $E(m_{soot})$ y agregados con un número de partículas entre 300-500 [104, 105]. La sección transversal total de absorción para una agregado de partículas está dada por la sección transversal multiplicada por el número de partículas primarias en el agregado, N_p [103]. De esta forma, la tasa de absorción de energía láser se puede detallar de la siguiente manera:

$$\dot{Q}_{abs} = C_{s,abs} N_p F g(t) = \frac{\pi^2 D_p^3 E(m_{soot}) N_p F}{\lambda_{laser}} g(t) \quad (3.8)$$

El modelado del proceso de absorción no es una tarea fácil por varias razones. Una de las más críticas es la incertidumbre que hay en el valor del índice refractivo del hollín, m_{soot} . Esta es una de las razones por la cual algunos modelos de LII que se utilizan para inferir el tamaño de partícula hacen uso de la máxima temperatura de la partícula como condición inicial, en lugar de modelar el proceso de absorción [37, 106, 107].

- **Conducción de calor (\dot{Q}_{cond}):** El mecanismo de transferencia de calor por conducción representa la pérdida de energía en la superficie de la partícula debido a las colisiones de ésta con las moléculas del gas que la rodean, y se considera que es el término más influyente en la caída de señal LII en los tiempos más alejados respecto al inicio del pulso láser.

En condiciones con bajas concentraciones de moléculas de gas (i.e. condiciones de baja presión) la conducción de calor se da en el régimen libre molecular. Unas pocas moléculas impactan contra una partícula de hollín, y cuando lo hacen, transportan la energía cedida lejos de la partícula sin chocar con otras moléculas y/o partículas de hollín. Esencialmente cada ocurrencia de la colisión molécula-partícula conducirá energía al medio. Esto significa que la conducción de calor dependerá de la tasa de colisión molécula-partícula, es decir, dependerá de la presión del medio que rodea a la partícula, y de la probabilidad de intercambio energético durante las colisiones. Ahora, si se da el caso de altas concentraciones de moléculas (i.e. condiciones de alta presión) la probabilidad de las colisiones molécula-partícula será mucho mayor y por lo tanto aumentará la transferencia de calor. Sin embargo, un alto número de moléculas también significa un alto número de colisiones

molécula-molécula, lo que impide la transferencia de energía desde la superficie de la partícula hacia las posiciones más alejadas del gas. Para el caso donde la densidad numérica de moléculas es lo suficientemente alta, se considera que la conducción de calor es aproximadamente independiente de la presión, y se le suele llamar régimen continuo. El análisis de la conducción de calor en un régimen con presiones intermedias es mucho más complicado, y se conoce como régimen de transición.

Un número adimensional que ayuda a la definición aproximada de los límites de los regímenes es el número Knudsen definido como:

$$Kn = \frac{\lambda_g}{L_c} \quad (3.9)$$

donde λ_g es la distancia libre intermolecular del gas y L_c es la distancia característica de la partícula. Para los cálculos en esta investigación se ha seleccionado el radio de la partícula, r_p , como distancia característica, siguiendo el análisis de Liu et al. [108]. La expresión utilizada en esta investigación es la propuesta por McCoy y Cha [109]:

$$\lambda_g = \frac{k_g(T_g)}{f_E(T_g) p_g} (\gamma_g(T_g) - 1) \sqrt{\frac{\pi m_g T_g}{2 k_B}} \quad (3.10)$$

donde k_g = coeficiente de conducción de calor del gas ambiente
 f_E = factor de corrección de Eucken para la conductividad
 térmica de gases poliatómicos [47], $(9\gamma_g - 5)/4$
 T_g = temperatura del gas ambiente
 p_g = presión del gas ambiente
 γ_g = relación de calores específicos, $C_p/(C_p - R)$
 m_g = masa promedio de las moléculas de gas

Los límites aproximados para determinar el régimen de conducción de calor están dados en la Tabla 3.1.

Número Knudsen (Kn)	$< \sim 0.01$	0.01 - 10	$> \sim 10$
Régimen de conducción	Continuo	Transición	Libre molecular

Tabla 3.1: Regímenes de conducción de calor en función del número Knudsen (Kn).

El caso de régimen libre molecular se da en llamas en condiciones atmosféricas, donde la distancia media intermolecular es aproximadamente 580 nm (1 bar, 1800 K). A presiones mayores, como aquellas encontradas

en la cámara de combustión de los motores Diesel, el número Knudsen es cercano a la unidad, lo que hace que el régimen continuo tenga más importancia para el mecanismo de conducción.

A pesar de la existencia de varios modelos para el mecanismo de conducción en función del régimen [109–112], no existe un consenso común para su implementación en el modelo de LII [104]. Para este trabajo se ha decidido utilizar el modelo de conducción de calor de Fuchs, dado que en la literatura se señala como el mecanismo más preciso para la formulación con nano-partículas esféricas, especialmente en condiciones de alta temperatura y bajas temperaturas de gas [108]. La conducción depende claramente del área disponible para la transferencia de calor, lo que la hace dependiente del nivel de agregación de las partículas de hollín. El efecto de la reducción de área disponible debido a la agregación de las partículas de hollín se denomina *shielding*. Una forma de simplificar esto es mediante el uso de un diámetro equivalente de conducción, D_{HC} , el cual se define como el diámetro de una esfera sólida equivalente que tiene la misma área superficial de transferencia de energía que el agregado. Siguiendo el método empleado por Liu et al. [101], el cual establece que la relación entre este diámetro y el diámetro de las partículas está dado por

$$\begin{cases} D_{HC} = D_p, & N_p = 1 \\ D_{HC} = \left(\frac{N_p}{k_h}\right)^{1/D_h} D_p, & N_p > 1 \end{cases} \quad (3.11)$$

donde las constantes para el escalado, k_h y D_h , son funciones del coeficiente de acomodación térmica α , obtenidas mediante simulaciones directas de Monte Carlo (DSMC) en el régimen libre molecular y para un rango de tamaño de partículas en el intervalo 1-199 [101] y además emplean las propiedades fractales de los agregados desarrolladas por Filippov et al. [102]:

$$\begin{cases} k_{h,FM} = 1,04476 + 0,22329 \alpha + 7,14286 \times 10^{-3} \alpha^2 \\ D_{h,FM} = 1,99345 + 0,3022 \alpha - 0,11276 \alpha^2 \end{cases} \quad (3.12)$$

El modelo de conducción de calor de Fuchs es un modelo de dos capas en el cual el entorno que rodea a la partícula de hollín se divide en una región interna y una región externa separadas por una esfera limite. Al interior de la esfera, la conducción de calor se acomoda al régimen libre molecular, y fuera de ella, al régimen continuo. En la 3.7 se muestra una representación del modelo de Fuchs. Las variables extras que se definen para esta geometría son la distancia entre la partícula de hollín y la esfera limite, δ , y la temperatura dentro de la esfera limite, T_δ . La

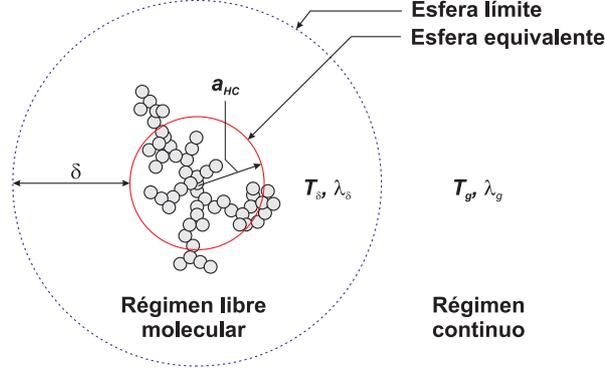


Figura 3.7: Representación esquemática del modelo de conducción de calor de Fuchs aplicado a un agregado de partículas de hollín utilizando el concepto de esfera equivalente.

ecuación para el régimen libre molecular se modela de acuerdo a

$$\dot{Q}_{FM} = \frac{1}{2} \alpha \pi a_{HC}^2 p_g \sqrt{\frac{8k_B T_\delta}{\pi m_g} \frac{\gamma_g^* + 1}{\gamma_g^* - 1}} \left(\frac{T_p}{T_\delta} - 1 \right) \quad (3.13)$$

donde la relación de calores específicos promedio (γ^*) está dado por

$$\frac{1}{\gamma_g^* - 1} = \frac{1}{T_p - T_\delta} \int_{T_\delta}^{T_p} \frac{dT}{\gamma_g - 1} \quad (3.14)$$

La conducción en la parte externa de la esfera está dada por

$$\dot{Q}_C = 4\pi (a_{HC} + \delta) \int_{T_g}^{T_\delta} k_g dT \quad (3.15)$$

Ahora, la distancia δ se determina mediante la relación

$$\frac{\delta + a_{HC}}{a_{HC}} = \frac{a_{HC}^2}{\lambda_\delta^2} \left(\frac{1}{5} \Lambda_1^5 - \frac{1}{3} \Lambda_2 \Lambda_1^3 + \frac{2}{15} \Lambda_2^5 \right) \quad (3.16)$$

donde la distancia libre intermolecular dentro de la esfera límite, δ_g , está relacionado con la distancia libre molecular del gas de acuerdo a

$$\lambda_\delta = \frac{k_g(T_\delta)}{k_g(T_g)} \sqrt{\frac{T_\delta}{T_g}} \left(\frac{\gamma_g(T_\delta) - 1}{\gamma_g(T_g) - 1} \right) \frac{f_E(T_g)}{f_E(T_\delta)} \lambda_g \quad (3.17)$$

asumiendo que la presión es la misma tanto dentro como fuera de la esfera límite. Las funciones Λ_1 y Λ_2 están dadas por:

$$\begin{cases} \Lambda_1 = 1 + \lambda_\delta/a_{HC} \\ \Lambda_2 = 1 + (\lambda_\delta/a_{HC})^2 \end{cases} \quad (3.18)$$

Dado que no hay otras fuentes de calor mas que la partícula misma, la ecuación de continuidad establece que las expresiones (3.13) y (3.15) son iguales justo en la frontera de la esfera límite. El balance de la ecuación que surge con esta condición de contorno y la ecuación (3.16) hace posible resolver matemáticamente el problema para un determinado radio equivalente de conducción (a_{HC}) y una temperatura de partícula (T_p), dadas las condiciones de temperatura de gas ambiente (T_g) y presión (p_g).

- **Sublimación (\dot{Q}_{sub}):** Cuando las partículas de hollín alcanzan temperaturas cercanas a los 4000 K, se presenta una pérdida de energía por la sublimación de algunas partes de la partícula para convertirse en otras especies gaseosas. Además de darse un proceso de pérdida de energía, también se da un proceso de pérdida de masa. El modelado de la sublimación es uno de los procesos más difíciles de implementar en los modelos de LII, y por lo tanto constituye una de las razones para trabajar en régimen de baja potencia láser cuando se realizan medidas de diámetro de partículas.

El modelo de sublimación utilizado en este trabajo está basado en el tratamiento dado por Snelling et al. [36] y Smallwood et al. [41], que tiene como orígenes los trabajos de Hofeldt [44], Melton [51], Dasch [52] y Eckbreth [50]. Considerando el caso de una partícula primaria (esférica), la tasa de transferencia de energía por sublimación se puede escribir como:

$$\dot{Q}_{s,sub} = -\frac{\Delta H_v}{M_v} \frac{dM}{dt} \quad (3.19)$$

donde el calor de sublimación, ΔH_v , el peso molecular promedio del vapor de hollín, M_v , son funciones de la temperatura de la partícula, implementadas como una función polinómica de acuerdo a Smallwood et al. [41]. Asumiendo que la superficie de la partícula es esencialmente estacionaria y que el vapor de hollín se transporta básicamente mediante un mecanismo de difusión, la ecuación de la conservación de la masa se puede expresar como:

$$\frac{dM}{dt} = -\pi D_p^2 N_v \frac{M_v}{N_A} \quad (3.20)$$

donde N_A es el número de Avogadro, y N_v es el flujo molecular del carbón sublimado, el cual se puede expresar haciendo uso de la media armónica para el régimen de transición [36, 44]

$$N_v = \left(\frac{1}{N_C} + \frac{1}{N_{FM}} \right)^{-1} \quad (3.21)$$

donde N_{FM} es el flujo molecular para el régimen libre molecular, y N_C es el flujo molecular para el régimen continuo. La expresión para N_{FM} está dada por [41, 113]

$$N_{FM} = \beta n_v \sqrt{\frac{R T_p}{2 \pi M_v}} \quad (3.22)$$

donde β es el coeficiente de acomodación de masa, el cual se asume para este trabajo como 0.8 de acuerdo a Snelling et al. [36]. La expresión para el flujo molecular en el régimen continuo, N_C , está dada por [36, 44]

$$N_C = 2 n_v \frac{\Gamma_{diff}}{D_p} \quad (3.23)$$

donde n_v es la densidad numérica de moléculas de vapor de hollín utilizando la ley de gas ideal dada por

$$n_v = \frac{P_v N_A}{R T_p} \quad (3.24)$$

donde R es la constante universal de los gases, y Γ_{diff} es el coeficiente de difusión definido como [47]

$$\Gamma_{diff} = \frac{f_E(T_g) k_B T_p}{4 \sigma p_g} \sqrt{\frac{R T_p}{\pi M_v}} \quad (3.25)$$

donde σ es la sección efectiva molecular para las especies sublimadas. Para esta investigación, se ha utilizado la sección efectiva molecular para el C_3 ($4.5 \times 10^{19} \text{ m}^2$), propuesta por Michelsen [47].

De esta forma, podemos reescribir la ecuación (3.20) de la siguiente forma

$$\frac{dM}{dt} = -\pi D_p^2 P_v \sqrt{\frac{M_v}{2 \pi R T_p}} \left[\frac{\sqrt{2} D_p \sigma p_g}{f k_B T_p} + \frac{1}{\beta} \right]^{-1} \quad (3.26)$$

Como se puede observar en la ecuación (3.26), el proceso de sublimación depende de la superficie disponible de las partículas, de modo que la

agregación de éstas influirá en el proceso. Sin embargo, hasta la fecha no hay estudios que muestren la influencia de la agregación en el mecanismo de sublimación. En el trabajo de Snelling et al. [114], el cual se emplea el mismo modelo de sublimación que se describe aquí, se utiliza un diámetro equivalente de partícula tanto para el mecanismo de conducción como para el de sublimación, pero solamente para el régimen continuo, al estimar mediante predicciones numéricas que había poca influencia de la agregación en la señal LII en el régimen libre molecular. Algunas publicaciones posteriores de este mismo grupo [101, 115, 116] consideran la agregación tanto en el régimen molecular como en el continuo, aunque sin considerar la sublimación de la partículas, ya que los experimentos se realizaron en régimen de baja fluencia láser. Dado que aún no hay una tendencia clara para el estimar el área de las partículas durante su proceso de sublimación, la energía transferida debida a la sublimación se aproximará como la suma de las pérdidas individuales de las partículas primarias de acuerdo a la expresión

$$\dot{Q}_{sub} = -N_p \frac{\Delta H_v}{M_v} \frac{dM}{dt} \quad (3.27)$$

donde la tasa de pérdida de masa se calcula mediante la ecuación (3.26). Esta consideración tendrá como consecuencia una leve sobrestimación de la influencia del mecanismo de sublimación en la señal de LII para partículas agregadas.

- **Radiación (\dot{Q}_{rad}):** La emisión en la región del espectro visible y el infrarrojo representa el mecanismo de pérdida de energía por radiación. Este proceso es el responsable de generar la señal detectada mediante la técnica de LII y juega un papel fundamental en la experimentación. A pesar de su importancia en la parte experimental, el valor de la tasa de transferencia de energía no es tan alto comparado si se compara con los otros mecanismos, por lo que suele omitirse en la solución del sistema de ecuaciones. La teoría RDG-PFA permite modelar la radiación total como la suma de la radiación de partículas primarias de acuerdo a [42]

$$\dot{Q}_{rad} = \pi D_p^2 N_p \int_0^{\infty} \varepsilon_{\lambda,p}(D_p, \lambda) e_{\lambda,b}(T_p, \lambda) d\lambda \quad (3.28)$$

donde la emisividad espectral ($\varepsilon_{\lambda,p}$) para el régimen de Rayleigh está dada por [47]

$$\varepsilon_{\lambda,p}(D_p, \lambda) = \frac{4 \pi D_p E(m_{soot})}{\lambda} \quad (3.29)$$

El intervalo de integración semi-infinito en la ecuación (3.28) es complicado de calcular ya que no tiene soluciones analíticas explícitas. Sin embargo, la integral se puede representar mediante el uso de funciones Gamma (Γ) y Zeta (ζ) de acuerdo a

$$\int_0^{\infty} \frac{1}{\lambda^u (e^{hc/\lambda k_B T_p} - 1)} = \left(\frac{k_B T_p}{hc} \right)^{u-1} \zeta(u-1) \Gamma(u-1) \quad (3.30)$$

Al utilizar las ecuaciones (3.30) y (3.29) en (3.28) y con $u = 6$ tenemos que

$$\dot{Q}_{rad} \approx \frac{199 \pi^3 D_p^3 N_p (k_B T_p)^5 E(m_{soot})}{h(hc)^3} \quad (3.31)$$

Los sub-mecanismos descritos anteriormente se implementan en la ecuación del balance de energía durante el proceso de LII. De esta forma, se obtiene la siguiente expresión para el balance de energía de la partícula de hollín

$$\frac{dT}{dt} = \frac{6}{\pi D_p^3 N_p \rho_s c_s} [\dot{Q}_{abs} - \dot{Q}_{cond} - \dot{Q}_{sub} - \dot{Q}_{rad}] \quad (3.32)$$

3.5.1.2. Balance de masa

Al igual que en el balance de energía, existe una formulación general para la conservación de las especies en el volumen de control. En el proceso de LII, lo que tiene lugar es una pérdida de masa, como consecuencia del proceso de sublimación de la partícula de hollín al alcanzarse la temperatura de vaporización. La masa evaporada es equivalente a la pérdida de masa de la partícula.

Considerando que la masa de la una partícula esférica se puede escribir como

$$M = \frac{\pi}{6} \rho_s D_p^3 \quad (3.33)$$

donde ρ_s es la densidad del hollín. En la presente investigación se ha utilizado una expresión dependiente de la temperatura, propuesta por Michelsen [47] y dada por:

$$\rho_s(T_p) = 2303,1 - 7,3106 \times 10^{-2} T_p \quad (3.34)$$

Al derivar la ecuación (3.33) respecto al tiempo t , obtenemos:

$$\frac{dM}{dt} = \frac{\pi}{2} \rho_s D_p \frac{dD_p}{dt} + \frac{\pi}{6} D_p^3 \frac{d\rho_s}{dT} \frac{dT}{dt} \quad (3.35)$$

Esta ecuación indica que el cambio en la temperatura de la partícula de hollín se ve afectada por el diámetro, el cual necesita ser conocido cuando la vaporización es importante. Reacomodando los términos de la ecuación anterior, tenemos que

$$\frac{dD_p}{dt} = \frac{2}{\pi \rho_s D_p^2} \left[\frac{dM}{dt} - \frac{\pi}{6} D_p^3 \frac{d\rho_s}{dT} \frac{dT}{dt} \right] \quad (3.36)$$

donde la tasa de transferencia de masa está dada por la ecuación (3.26). Mediante la solución del sistema de ecuaciones diferenciales compuesto por (3.32) y (3.36) es posible determinar la temperatura (T_p) y el diámetro de la partícula (D_p) en cualquier instante de tiempo, y de esta forma, estudiar las relaciones entre la señal LII, la concentración volumétrica de hollín y el tamaño de partículas.

3.5.2. Relación entre la señal de LII y la fracción volumétrica de hollín

El uso de la técnica LII permite la medida de la fracción volumétrica de hollín ya que la señal térmica emitida por las partículas calentadas por el pulso láser tiene una alta dependencia del tamaño de la partícula y de la densidad numérica en el volumen de medida. Además, dado el reducido tamaño de las partículas primarias de hollín, éstas pueden considerarse como cuerpos emisores y absorbentes de energía dentro del régimen de Rayleigh, extendiendo esta misma consideración a los agregados de partículas dentro de la aproximación RDG-PFA. Si se consideran nulos los efectos de atenuación láser y de auto-absorción de señal LII, y dado un diámetro determinado, D_p , la señal de LII se asume que es linealmente dependiente de la densidad numérica de partículas (N_p) en el mismo volumen de medida. De esta forma es posible escribir una expresión que permite calcular la fracción volumétrica de hollín,

$$f_v = N_p \frac{\pi D_p^3}{6} \quad (3.37)$$

De esta forma, la señal LII debería ser proporcional a la fracción volumétrica de hollín, una suposición frecuentemente utilizada en la implementación de la técnica LII.

La medida de la fracción volumétrica de hollín mediante la técnica LII tiene como fundamento la linealidad aproximada entre la señal térmica y la fracción de volumen. Esta consideración de linealidad tiene como soporte científico

diferentes estudios teóricos y experimentales. Los estudios experimentales incluyen comparaciones entre la señal LII y otras técnicas ya consolidadas, entre las que vale mencionar el método de extinción de luz [42, 59, 60, 63, 65, 117]. Las investigaciones teóricas son bastante escasas [35, 51, 118], donde la más influyente se basa en el trabajo de Melton [51], el cual establece que la señal de LII depende del tamaño de la partícula siguiendo una ley de potencia

$$S_{LII} \propto N_p D_p^{3+0,154/\lambda_{det}} \quad (3.38)$$

donde λ_{det} es la longitud de onda de detección (en micras). De la ecuación (3.38) es evidente interpretar que para que exista una relación de linealidad entre la señal LII y la fracción volumétrica se requiere que el exponente sea igual a 3, aunque en la realidad se ha encontrado que este exponente es ligeramente mayor [35, 51, 118, 119]. Lo anterior indica que las medidas de la fracción volumétrica de hollín podrían complicarse debido a su dependencia con el tamaño, aunque en un aspecto que suele pasarse por alto en las investigaciones de LII [104], incluso desde el mismo estudio de Melton [51].

De forma simplificada, y considerando que las partículas de hollín absorben la suficiente energía láser como para elevar al máximo su temperatura, para una longitud de onda entre 400 y 700 nm, la señal de LII es proporcional al diámetro promedio de la partícula elevado al cubo, o aproximadamente a la fracción volumétrica, dando origen a la relación fundamental de la señal LII para la medida de concentración de hollín [51]:

$$S_{LII} \propto f_v = N_p \frac{\pi D_p^3}{6} \quad (3.39)$$

La señal de incandescencia viene dada por la energía emitida en forma de radiación por unidad de tiempo, por unidad de área, y por unidad de longitud de onda. Como ya se ha mencionado antes, las partículas de hollín se consideran como cuerpos negros que irradian de acuerdo a la ecuación de Planck [5]. La expresión que permite calcular la señal LII en un instante t para partículas de hollín dentro de la aproximación de la teoría RDG-PFA está dada por [47]

$$S_{LII} \propto 8\pi^3 D_p^3 N_p \int_0^\infty \frac{R(\lambda)E(m_{soot})}{\lambda^6} \left[\frac{1}{e^{hc/\lambda k_B T_p}} - \frac{1}{e^{hc/\lambda k_B T_g}} \right] d\lambda \quad (3.40)$$

donde $R(\lambda)$ es el factor que incluye las características espectrales del sistema de detección empleado. Al utilizar la ley de Planck y la expresión (3.29) en (3.40) e integrando sobre un ángulo sólido completo tenemos que

$$S_{LII} \propto \frac{8\pi^3 D_p^3 N_p h c^2 E(m_{soot}) R(\lambda)}{\lambda^6} \left[\frac{1}{e^{hc/\lambda k_B T_p}} - \frac{1}{e^{hc/\lambda k_B T_g}} \right] \quad (3.41)$$

A partir de la ecuación (3.41) podemos decir que la señal espectral de LII es proporcional al volumen de partícula, el número de partículas, la función $E(m_{soot})$ y exponencialmente dependiente de la temperatura, donde la temperatura inicial de hollín se considera igual a la temperatura local del gas (T_g). En la experimentación con la técnica de incandescencia inducida por láser, es común relacionar las medidas obtenidas en un medio con partículas de hollín, del cual se desconoce su concentración, con las medidas obtenidas con el mismo sistema experimental previamente calibrado con una fuente conocida de hollín.

3.5.3. Descripción del sistema experimental

Aunque la técnica LII involucra el rápido calentamiento de una partícula absorbente usando un láser pulsado de alta energía y, seguidamente, la fotodetección de la incandescencia resultante de la partícula, el sistema para la implementación de esta técnica es relativamente sencillo. De hecho, la simplicidad de la técnica LII es uno de sus aspectos más atractivos. Un montaje experimental de la técnica LII consiste de un láser pulsado de alta energía, óptica de focalización, óptica de recepción, un apropiado filtrado óptico, un fotodetector y un adecuado sistema de adquisición de datos. La Figura 3.8 representa la disposición de los elementos en un típico sistema de LII. La

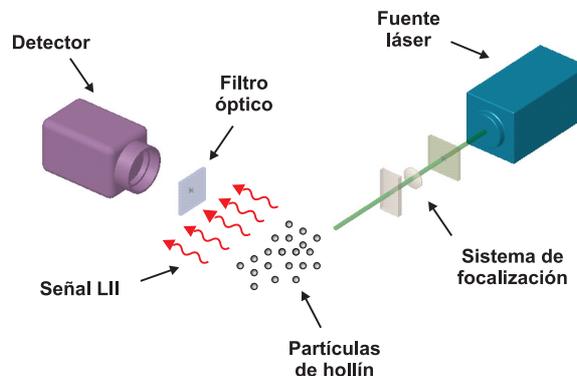


Figura 3.8: Diagrama del montaje experimental para aplicaciones de LII.

técnica LII puede ser aplicada de forma puntual, como una línea o para medidas con lámina láser para visualización bidimensional [1, 55, 58, 60, 63, 83, 120] y tridimensional [121]. Los elementos esenciales del sistema experimental son similares en cada caso con apenas algunas diferencias en la óptica de focalización y recepción. Para las aplicaciones LII donde se requieran medidas de

concentración cuantitativas o medidas de tamaño de partículas, los parámetros críticos a considerar son la energía de excitación láser y la longitud de onda, perfil de la intensidad láser, región espectral de recepción, ventana de detección y duración [1, 34].

3.5.4. Consideraciones especiales para la aplicación de LII

La intensidad de la señal de LII depende de muchos factores. El factor dominante es la temperatura de las partículas de hollín calentadas por el láser, la cual determina la tasa de absorción de energía láser y las pérdidas de calor por conducción, radiación y vaporización. La longitud de onda de detección también afecta la intensidad de la señal LII y la relación señal/ruido. Estos factores deben ser considerados en la aplicación de LII para realizar medidas cuantitativas de la fracción volumétrica de hollín.

3.5.4.1. Longitud de onda y energía de excitación láser

La longitud de onda de excitación es un factor que afecta directamente la relación señal/ruido. Cuando la luz interactúa con las partículas de hollín en la cámara de combustión de un motor Diesel, la luz dispersada está dentro del régimen de Rayleigh, donde la eficiencia de absorción de las partículas varía aproximadamente de forma inversa con la longitud de onda a valores constantes de índice de refracción y tamaño de partícula [56]. Por lo tanto, las partículas de hollín se calentarán más eficientemente a medida que la longitud de onda se haga más corta. A pesar de esta ventaja, cuando se utiliza luz UV para calentar las partículas pueden aparecer interferencias (fluorescencia) causadas por los PAHs y moléculas de C_2 generadas por el láser [58, 59, 84]. Para reducir estas interferencias, se suele emplear una longitud de onda en el infrarrojo [46, 58, 63, 80, 122], con la cual la eficiencia de absorción de las partículas es menor, lo que significa que se necesita una mayor cantidad de energía para calentar las partículas y elevar su temperatura a niveles de incandescencia, lo que viene a ser una gran desventaja al utilizar este tipo de fuentes láser. El uso del segundo armónico de un láser de Nd:YAG (532 nm) permite obtener un buen equilibrio entre la eficiencia de excitación y la relación señal/ruido. Al utilizar la excitación a 532 nm, cualquier señal de fluorescencia proveniente de los PAHs se desplazará a longitudes de onda por encima de la región visible y cercanas al infrarrojo [58].

Una característica interesante de la señal LII es que es menos sensible a la energía incidente por encima de cierto nivel de intensidad. Este umbral de

energía ha sido determinado experimentalmente, y para un pulso láser con una duración de ~ 10 ns el orden de la fluencia láser es $\approx 0.2 \text{ J cm}^{-2}$ [52] para una longitud de onda de excitación de 532 nm (ó $\approx 0.4 \text{ J cm}^{-2}$ para 1064 nm). Para fluencias por debajo de este valor, la energía absorbida aumenta la temperatura de las partículas, generando una relativamente débil señal LII que es dependiente de la fluencia láser. Cuando se alcanzan valores por encima de la fluencia de vaporización, las partículas de hollín se evaporan y a medida que aumenta la fluencia láser, aumenta el porcentaje de fracción evaporada de la partícula, con lo cual se incrementa ligeramente la temperatura hasta superar la temperatura de equilibrio de vaporización (cercana a los 4000 K [123]). Como consecuencia de ello, para cualquier valor de fluencia cercano al umbral de vaporización [41, 58, 60, 63, 65, 117], la señal LII tendrá una leve dependencia de la fluencia láser. A este rango de valores se les suele denominar *región plana de señal LII*. En la Figura 3.9 se representa la forma general de la curva de excitación en función de la fluencia láser. Por lo tanto,

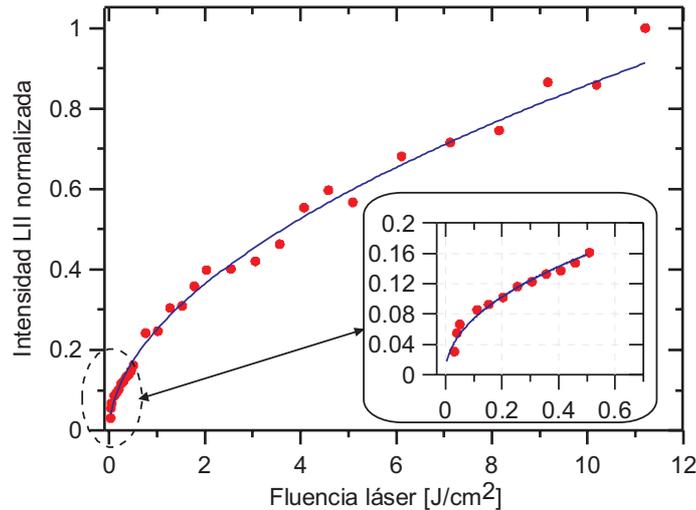


Figura 3.9: Dependencia de la señal LII sobre la fluencia láser en una llama difusiva laminar. Los datos se obtuvieron en una llama de etileno a una altura de 40 mm sobre el quemador, y con un haz láser focalizado en la zona de medida.

para altas intensidades de láser, se considera que la temperatura promedio del hollín y la señal comienzan a caer debido a que la mayor parte de la energía contribuye a la vaporización. Las características de la señal por encima del umbral depende del perfil espacial del haz láser o de la lámina láser, tal y como se verá más adelante. Para las típicas distribuciones gaussianas (la mayoría de los láseres utilizados en la experimentación en combustión tiene un perfil

espacial gaussiano), la caída de la señal debido a la vaporización en el centro del haz se compensa por un incremento de señal en las denominadas *alas del haz láser* [46, 60, 61].

3.5.4.2. Perfil de intensidad láser

Previamente se ha mencionado que el comportamiento de la señal de LII es función de la intensidad de la energía láser y depende también del perfil del haz, ya sea uniforme (*top-hat*¹³) o gaussiano. Para haces gaussianos la señal de LII muestra un comportamiento bastante particular, donde la señal en la región *plana* se incrementa moderadamente con el incremento de la intensidad láser [58]. En contraste, Vander Wal y Jensen [46] reportaron que la señal que habían observado alcanzaba la región plana entre 0.2 y 0.4 J cm⁻² y que posteriormente decrecía cuando la potencia del láser se incrementaba. Los trabajos de Ni et al. [60], Witze [67] y Tait [61] utilizando un perfil uniforme (*top-hat*) muestran que con el incremento de la intensidad láser la señal de LII alcanza un nivel máximo y posteriormente decrece, mostrando una región *plana* a intensidades más altas.

Si se consideran los fenómenos físicos que controlan la interacción entre la absorción de la luz láser y la partícula cuando la intensidad láser aumenta, se puede observar una tendencia que disminuye la intensidad de la señal LII y que es consistente con un incremento de la vaporización de la masa de la partícula. La vaporización disminuirá la masa en el volumen de medida, y como resultado, la señal de LII será más baja. La aparición de una aparente región *plana* para el rango de para altas fluencias láser podría ser considerada como el resultado de una fuente de cuerpo gris, que da como resultado contribuciones diferentes (llamadas interferencias) a la señal de LII [67]. La fuente específica de estas contribuciones aún no ha sido establecida firmemente.

En el caso de un haz gaussiano, cuando la intensidad láser aumenta, la región transversal del haz que excede el valor del umbral de la señal LII se incrementa. El aumento del volumen de medida se compensa por las pérdidas de la señal debido a la vaporización de las partículas cerca de la región central del perfil gaussiano [58, 60]. Los efectos relativos a la vaporización de la masa y al incremento del volumen de medida están determinados por las características específicas del perfil de intensidad láser y de la óptica de transmisión empleada para formar la región de excitación óptica. En contraste con otros diagnósticos láser tales como el LIF, en el cual se da una dependencia lineal de la intensidad láser con la radiación medida, la existencia de un tipo de función escalonada

¹³Se denomina *top-hat* al perfil que tiene una forma rectangular en su distribución espacial.

para la intensidad láser y la señal LII, implica que se deben tener en cuenta nuevos aspectos cuando se realizan mediciones con imágenes de LII mediante un haz láser focalizado. Si la intensidad láser en el foco del haz está muy por encima del umbral de LII y si la profundidad del campo de la óptica de enfoque sobrepasa el foco de la cintura del haz, la intensidad de señal de LII medida mostrará una sensibilidad a la posición a lo largo del eje del haz láser, con un incremento de las señales lejos del foco del mismo [84]. Para evitar este inconveniente, la mayoría de los investigadores utilizan sistemas ópticos de baja potencia óptica.

A partir de una perspectiva de aplicación como diagnóstico, el efecto del perfil de la intensidad láser es importante y deberá estar caracterizado para cada sistema para que la señal de LII pueda ser interpretada apropiadamente.

3.5.4.3. Región espectral de detección

La selección de la región espectral a la cual se detecta la señal LII, dada la naturaleza de cuerpo gris de la incandescencia, puede ser bastante amplia (ver Figura 3.10). Claramente, la respuesta espectral del detector es importante, pero usualmente no es una consideración crítica. Preferiblemente el fondo y las interferencias inducidas por el láser son de mayor preocupación. Para las mediciones realizadas en llamas, las longitudes de onda más cortas favorecen la detección porque la luminosidad natural de la radiación de hollín decrece fuertemente hacia el UV.

Las contribuciones de las emisiones de C_2 generadas por los procesos de calentamiento láser pueden introducir interferencias en la región de longitudes de onda comprendida entre ~ 420 y 620 nm [58]. Las interferencias de C_2 son particularmente importantes en llamas donde la concentración de hollín es alta (>2 ppm) y cuando se utilizan frecuencias de excitación como la de un Nd:YAG con duplicador de frecuencia (532 nm) [58].

El uso de filtros interferenciales que tienen sus picos de transmisión en longitudes de onda ≤ 450 nm eliminan las interferencias asociadas a la emisión de C_2 [83]. Las interferencias asociadas a los PAHs están generalmente desplazadas hacia el rojo con respecto a la radiación de excitación utilizada. De esta forma, parece que la solución más efectiva para eliminar ambas interferencias sería utilizar una fuente láser en el infrarrojo. Para aplicaciones en sistemas de partículas donde no hay luminosidad de llama, como por ejemplo el sistema de escape de un MCIA, el uso de una fuente infrarroja presentara notables ventajas, ya que el uso de este tipo de longitudes de onda no son un aspecto tan crítico [1].

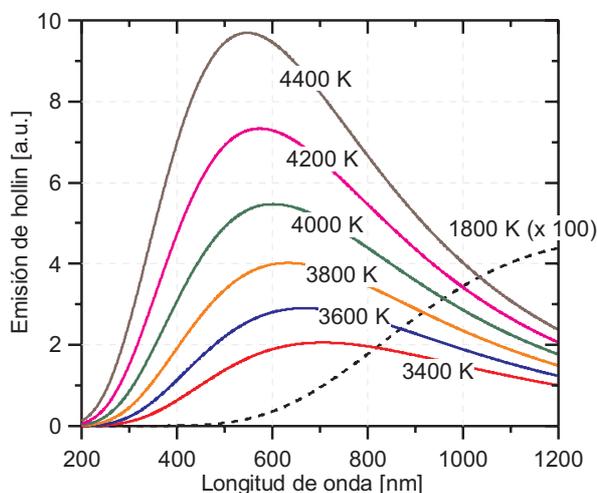


Figura 3.10: Emisión de hollín como cuerpo negro en función de la longitud de onda, asumiendo que están en el régimen de Rayleigh. Las curvas incluyen un rango de temperaturas por debajo y por encima de la temperatura de vaporización del hollín.

3.5.4.4. Ancho de ventana de detección y tiempo

La señal LII varía con el tiempo y, por lo tanto, las medidas de LII normalmente requieren de la selección de la ventana temporal. Para el caso de detección puntual, las señales de LII pueden fácilmente ser capturadas con resolución temporal, siempre y cuando el detector y la electrónica asociada al sistema tenga tiempos de respuesta < 2 ns. A pesar de esta ventaja, cuando se requiere información de tipo lineal o bidimensional, la posibilidad de hacer medidas de LII con resolución temporal es casi imposible hasta la fecha de esta investigación, debido a la limitación de los equipos de medida (en este caso, cámaras intensificadas).

En general, los investigadores han utilizado dos conceptos para la detección de la señal LII:

1. **Prompt gating:** Este procedimiento utiliza una corta apertura (~ 10 - 50 ns) y comienza aproximadamente en el inicio del pulso láser o un poco después del mismo [60]. La mayor ventaja de este procedimiento es que minimiza los efectos de las diferencias entre tamaños de partículas que se incrementan cuando la detección de la señal se va retrasando respecto al inicio del pulso láser. Una potencial desventaja es la rápida y espontánea aparición de las interferencias de fluorescencia de los PAHs

o de las especies vaporizadas, aunque esto se puede evitar si se dispone de un apropiado filtrado espectral.

2. **Delayed detection:** Esta estrategia se utiliza para minimizar las interferencias de las especies vaporizadas o especies que fluorescen a partir de la excitación láser [62]. El tiempo de caída de la señal de fluorescencia es mucho más corto que la caída de la señal LII, y de esta forma, es posible aprovechar este retraso para eliminar las fuentes de interferencia. Sin embargo, debido a que las tasas de enfriamiento de las partículas difieren, este procedimiento tiende a medir desproporcionadamente partículas más grandes si el tiempo de retraso de la apertura o la duración se incrementa. Así, para la mayoría de las aplicaciones el uso del *prompt gating* es el más recomendado, aunque en ocasiones son las condiciones experimentales las que determinan las ventajas del segundo método.

3.6. Medida de concentraciones de hollín en la cámara de combustión

Durante los últimos años se han realizado numerosos intentos para obtener medidas de concentración de hollín en el interior de la cámara de combustión de los MCIAs. La mayoría de los estudios se han centrado en la observación de los puntos de localización del hollín, la evolución de la concentración a través del tiempo, y la distribución de tamaño de partículas en la zona de combustión.

Las imágenes de LII son generadas al recolectar la radiación térmica de las partículas de hollín que han sido calentadas por un haz de un láser pulsado. Cuando la energía contenida en el pulso láser es del orden de 10^7 W/cm² o mayor, la temperatura de las partículas se incrementa hasta llegar aproximadamente a su temperatura de vaporización [89]. Con una tasa de absorción de energía lo suficientemente alta (es decir, una alta intensidad láser), la temperatura se incrementará a niveles muy elevados, hasta alcanzar un nivel bastante significativo de incandescencia. Esta incandescencia es esencialmente emisión de cuerpo negro, modificada esencialmente por la emisividad espectral del material y es aproximadamente dependiente de la temperatura a la cuarta potencia. Cuando las partículas alcanzan una cierta temperatura (aproximadamente 3915 K, que es la temperatura nominal de vaporización para el grafito), comienza una rápida vaporización, presumiblemente en la superficie de la partícula.

Una estrategia para mejorar la relación señal/ruido consiste en aprovechar

la diferencia de temperatura entre las partículas calentadas y las no-calentadas, de esta forma la luminosidad natural de la llama puede ser eliminada de las imágenes de LII mediante un apropiado filtrado espectral y una adecuada apertura del sensor de la cámara. Asumiendo que el hollín se comporta como un cuerpo gris, la emisión térmica de las partículas calentadas será mucho mayor que la de las no-calentadas, especialmente a bajas longitudes de onda [33].

En los MEC actuales, la temperatura de las partículas no calentadas por un láser es del orden de los 2200 K [98]. Al asumir que las partículas de hollín emiten radiación como cuerpos negros, si comparamos la emisión del hollín a 4500 K proveniente de las partículas calentadas por el láser, con las partículas que se encuentran fuera de la zona de excitación (~ 2200 K). En la Figura 3.11 se muestra la relación entre estas dos señales, y además se observa que las partículas calentadas emitirán mucha más luz a longitudes de onda más cortas, proporcionando un mecanismo para eliminar la luminosidad de fondo.

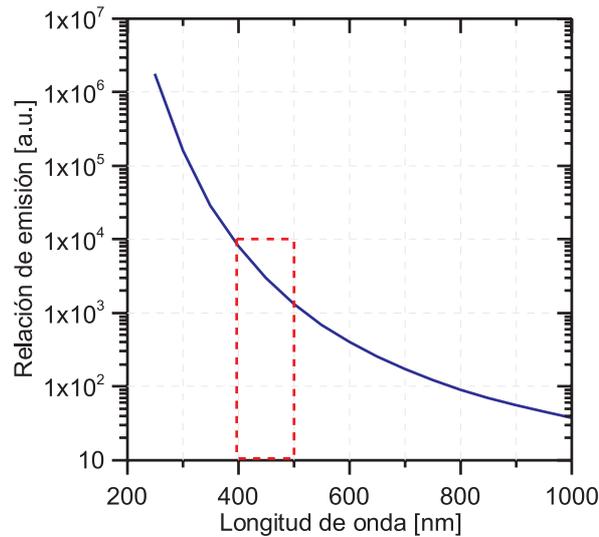


Figura 3.11: Relación de la radiación de cuerpo negro a 4500 K y 2200 K. El cuadro en rojo muestra la zona óptima para la señal de detección.

3.7. Resumen y conclusiones

En el presente capítulo se han presentado y detallado brevemente los principales aspectos relacionados con el hollín y la incandescencia inducida por láser.

El hollín, en términos generales, se reconoce como una sustancia sólida que consiste básicamente de carbono, subproducto de un proceso de combustión incompleta. Debido a los diversos y complicados procesos físico-químicos involucrados durante las etapas de formación y oxidación de las partículas de hollín, aún es difícil detallar precisamente las características morfológicas y estructurales del hollín, especialmente para el caso de la combustión Diesel. Estos procesos se intentan describir de manera general, dando una visión general de la complejidad del fenómeno.

La necesidad de un estudio detallado de los procesos de formación-oxidación del hollín ha motivado el desarrollo de técnicas experimentales para una mejor comprensión de estos procesos, entre ellas las técnicas láser. El estudio de la interacción entre partículas y la luz láser permite estimar las principales características de las nubes con material particulado generadas en los sistemas de combustión.

En cuanto a la incandescencia inducida por láser, a pesar de ser una técnica relativamente nueva, es reconocida en la actualidad como la técnica preferente para la determinación de la fracción volumétrica de hollín en flujos reactivos laminares y turbulentos. Se ha expuesto una amplia y sólida descripción de la teoría para la incandescencia inducida por láser, así como los principales elementos teóricos y experimentales a tenerse en cuenta en la implementación en sistema reactivos. La señal de LII es aproximadamente proporcional a la concentración de hollín debido a que el tamaño de las partículas primarias se encuentran dentro del rango del régimen de Rayleigh, en el cual, las partículas absorberán y emitirán luz proporcionalmente su volumen o masa. Para las medidas cuantitativas de hollín, se requiere de una calibración previa con un sistema cuya fracción volumétrica de hollín sea conocida.

Bibliografía

- [1] Kohse-Höinghaus K. y Jeffries J.B. *Applied Combustion Diagnostics*. Taylor and Francis, ISBN 1-56032-938-6, 2002.
- [2] Wilson R. y Spengler J.D. *Particles in our air: Concentration and health effects*. Harvard University Press, ISBN 0-67424-077-4, 1996.
- [3] Lahaye J. y Prado G. *Particulate Carbon: Formation during combustion*, D.C. Sieglar y G.W. Smith (Eds.), capítulo Morphology and internal structure of soot and carbon blacks, pp. 143–175. Plenum Press, ISBN 0-30640-881-3, 1981.

-
- [4] Black D.L., McQuay M.Q. y Bonin M.P. “Laser-based techniques for particle-size measurement: a review of sizing methods and their industrial applications”. *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 22, pp. 267–306, 1996.
- [5] Modest M.F. *Radiative Heat*. McGraw-Hill Series in Mechanical Engineering. McGraw Hill International, ISBN 0-07-112742-9, 1993.
- [6] Heywood J.B. *Internal combustion engine fundamentals*. McGraw Hill, ISBN 0-07-028637-X, 1988.
- [7] Clague A.D.H., Donnet J.B., Wang T.K. y Peng J.C.M. “A comparison of diesel engine soot with carbon black”. *Carbon*, Vol. 37, pp. 1553–1565, 1999.
- [8] Xi J. y Zhong B.-J. “Soot in diesel combustion systems”. *Chemical Engineering and Technology*, Vol. 29, pp. 665–673, 2006.
- [9] Glassman I. *Combustion*. Academic Press, ISBN 0-12-285852-2, 1996.
- [10] Watson A.Y. y Valberg P.A. “Carbon black and soot: two different substances”. *American Industrial Hygiene Association Journal*, Vol. 62, pp. 218–228, 2001.
- [11] Dobbins R.A. y Subramaniasivam H. *Soot formation in combustion: Mechanisms and models*, H. Bockhorn (Ed.), capítulo Soot precursor particles in flames. Springer Verlag, ISBN 3-54058-398-X, 1994.
- [12] Dankers S. y Leipertz A. “Determination of primary particle size distributions from time-resolved laser-induced incandescence measurements.”. *Applied Optics*, Vol. 43, pp. 3726–3731, 2004.
- [13] Stanmore B.R., Brillhac J.F. y Gilot P. “The oxidation of soot: a review of experiments, mechanisms and models”. *Carbon*, Vol. 39, pp. 2247–2268, 2001.
- [14] Lipkea W.H., Johnsen J.H. y Vuk C.T. “The physical and chemical character of diesel particulate emissions-measurement techniques and fundamental considerations”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 780108*, 1978.
- [15] Fujiwara Y., Tosaka S. y Murayama T. “The microcrystal structure of soot particulates in the combustion chamber of prechamber type diesel engines”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 901579*, 1990.

-
- [16] Ishiguro T., Takatori Y. y Akihama K. “Microstructure of diesel soot particles probed by electron microscopy: first observation of inner core and outer shell”. *Combustion and Flame*, Vol. 108, pp. 231–234, 1997.
- [17] di Stasio S. “Electron microscopy evidence of aggregation under three different size scales for soot nanoparticles in flame”. *Carbon*, Vol. 39, pp. 109–118, 2001.
- [18] Donnet J.B., Bansal R.C. y Wang M.-J. *Carbon Black: Science and Technology*. Marcel Dekker Inc, ISBN 0-82-478975-X, 1993.
- [19] Su D.S., Jentoft R.E., Müller J.-O., Rothe D., Jacob E., Simpson C.D., Z. Tomovi, Mullen K., Messerer A., Poschl U., Niessner R. y Schlog R. “Microstructure and oxidation behaviour of Euro IV diesel engine soot: a comparative study with synthetic model soot substances”. *Catalysis today*, Vol. 90, pp. 127–132, 2004.
- [20] Smith O.I. “Fundamentals of soot formation in flames with application to diesel engine particulate emissions”. *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 7, pp. 275–291, 1981.
- [21] Bockhorn H. y Schäfer T. “Mechanism of soot nucleation in flames: a critical review”. *Combustion and Flame*, Vol. 42, pp. 215–242, 1981.
- [22] Haynes B.S. y Wagner H.G. “Soot formation”. *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 7, pp. 229–273, 1981.
- [23] Homann K.H. “Formation of large molecules, particulates and ions”. *20th Symposium (International) on Combustion*, Pittsburgh, 1985.
- [24] Bartok W. y Sarofim A.F. *Fossil fuel combustion: a source book*. Wiley, ISBN 0-471-84779-8, 1991.
- [25] Lapuerta M., Armas O. y Gómez A. “Diesel particle size distribution estimation from digital image analysis”. *Aerosol Science and Technology*, Vol. 37, pp. 369–381, 2003.
- [26] Lapuerta M., Martos F. y Herreros J.M. “Effect of operating conditions on the size of primary particles composing diesel soot agglomerates”. *Journal of Aerosol Science*, Vol. 38, pp. 455–466, 2007.
- [27] Desantes J.M., Bermúdez V., Pastor J.V. y Fuentes E. “Investigation of the influence of post-injection on diesel exhaust aerosol particle size distributions”. *Aerosol Science and Technology*, Vol. 40, pp. 80–96, 2006.

- [28] Desantes J.M., Bermúdez V., García J.M. y Fuentes E. “Effects of current engine strategies on the exhaust aerosol particle size distribution from a heavy-duty diesel engine”. *Journal of Aerosol Science*, Vol. 36, pp. 1251–1276, 2005.
- [29] Kittelson K.B., Abdul-Khalek I.S., Graskow B.R., Wei Q. y Brear F. “Diesel exhaust particle size: measurement issues and trend”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 980525*, 1998.
- [30] Kennedy I.M. “Models of soot formation and oxidation”. *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 23, pp. 95–132, 1997.
- [31] Roth P. y vonGersum S. *Turbulence and molecular processes in combustion*, T. Takeno (Ed.), capítulo High temperature oxidation of soot particles by O, OH and NO. Elsevier, ISBN 0-444-89757-7, 1993.
- [32] de Hulst H.C. Van. *Light Scattering by small particles*. Dover Publications, ISBN 0-48664-228-3, 1982.
- [33] Dec J.E. “Soot distribution in a DI diesel engine using 2-D imaging of laser-induced incandescence, elastic scattering, and flame luminosity”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 920115*, 1992.
- [34] Zhao H. y Ladommatos N. *Engine Combustion Instrumentation and Diagnostics*. Society of Automotive Engineers, ISBN 0-7680-0665-1, 2001.
- [35] Mewes B. y Seitzman J.M. “Soot volume fraction and particle size measurements with laser-induced incandescence”. *Applied Optics*, Vol. 36, pp. 709–717, 1997.
- [36] Snelling D.R., Liu F., Smallwood G.J. y Gülder Ö.L. “Evaluation of the nanoscale heat and mass transfer model of the laser-induced incandescence: prediction of the excitation intensity”. *34th National Heat Transfer Conference NHTC2000-12132*, Pittsburgh, 2000.
- [37] Roth P. y Filippov A.V. “In-situ ultrafine particle sizing by a combination of pulsed laser heatup and particle thermal emission”. *Journal of Aerosol Science*, Vol. 27, pp. 95–104, 1996.
- [38] Will S., Schraml S., Bader K. y Leipertz A. “Performance characteristics of soot primary particle size measurements by time-resolved laser-induced incandescence”. *Applied Optics*, Vol. 37, pp. 5647–5658, 1998.

- [39] Filippov A.V., Markus M.W. y Roth P. “In-situ characterization of ultra-fine particles by laser-induced incandescence: sizing a particle structure determination”. *Journal of Aerosol Science*, Vol. 30, pp. 71–87, 1999.
- [40] Schraml S., Dankers S., Bader K., Will S. y Leipertz A. “Soot temperature measurements and implications for time-resolved laser-induced incandescence (TIRE-LII)”. *Combustion and Flame*, Vol. 120, pp. 439–450, 2000.
- [41] Smallwood G.J., Snelling D.R., Liu F. y Gülder Ö.L. “Clouds over soot evaporation: errors in modelling laser-induced incandescence of soot”. *Transactions of the ASME: Journal of Heat Transfer*, Vol. 123, pp. 814–818, 2001.
- [42] Axelsson B., Collin R. y Bengtsson P.-E. “Laser-induced incandescence (LII) for soot particle size measurements in premixed flat flames”. *Applied Optics*, Vol. 39, pp. 3683–3690, 2000.
- [43] Will S., Schraml S. y Leipertz A. “Two-dimensional soot-particle sizing by time-resolved laser-induced incandescence”. *Optics Letters*, Vol. 20, pp. 2342–2344, 1995.
- [44] Hofeldt D.L. “Real-time soot concentration measurement technique for engine exhaust streams”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 930079*, 1993.
- [45] Case M.E. y Hofeldt D.L. “Soot mass concentration measurements in diesel engine exhaust using laser-induced incandescence”. *Aerosol Science and Technology*, Vol. 25, pp. 46–60, 1996.
- [46] Wal R.L. Vander y Jensen K.A. “Laser-induced incandescence: excitation intensity”. *Applied Optics*, Vol. 37, pp. 1607–1616, 1998.
- [47] Michelsen A. “Understanding and predicting the temporal response of laser-induced incandescence from carbonaceous particles”. *J. Chemical Physics*, Vol. 118, pp. 7012–7045, 2003.
- [48] Bladh H. y Bengtsson P.E. “Characteristics of laser-induced incandescence from soot in studies of a time-dependent heat- and mass-transfer model”. *Applied Physics B*, Vol. 78, pp. 241–248, 2004.
- [49] Weeks R.W. y Duley W.W. “Aerosol-particle sizes from light emission during excitation by TEA CO₂ laser pulses”. *Journal of Applied Physics*, Vol. 45, pp. 4661–4662, 1974.

- [50] Eckbreth A.C. “Effects of laser-modulated particulate incandescence on Raman scattering diagnostics”. *J. Appl. Phys.*, Vol. 48, pp. 4473–4479, 1977.
- [51] Melton L.A. “Soot diagnostics based on laser heating”. *Applied Physics*, Vol. 23, pp. 2201–2208, 1984.
- [52] Dasch C.J. “Continuous-wave probe laser investigation of laser vaporization of small particles in a flame”. *Applied Optics*, Vol. 23, pp. 2209–2215, 1984.
- [53] Dasch C.J. “New soot diagnostics in flames based on laser vaporization of soot”. *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 20, pp. 1231–1237, 1984.
- [54] Dasch C. “Spatially resolved soot-absorption measurements in flames using laser vaporization of particles”. *Optics Letters*, Vol. 9, pp. 214–216, 2004.
- [55] Dec J.E., zur Loye A.O. y Siebers D.L. “Soot distribution in a D.I. diesel engine using 2-D laser-induced incandescence imaging”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 910224*, 1991.
- [56] Dec J.E. y Espey C. “Soot and fuel distributions in a DI diesel engine via 2-D imaging,”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 922307*, 1992.
- [57] Pinson J.A., Mitchell D.L., Santoro R.J. y Litzinger T.A. “Quantitative planar soot measurements in a DI diesel engine using laser-induced incandescence and light scattering”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 932650*, 1993.
- [58] Shaddix C.L. y Smyth K.C. “Laser-induced incandescence measurements of soot production in steady and flickering methane, propane and ethylene diffusion flames”. *Combustion and Flame*, Vol. 107, pp. 418–452, 1996.
- [59] Bengtsson P.E. y Aldén M. “Soot visualization strategies using laser techniques: laser-induced fluorescence in C2 from laser-vaporized soot and laser-induced soot incandescence”. *Applied Physics B*, Vol. 60, pp. 51–59, 1995.
- [60] Ni T., Pinson J.A., Gupta S. y Santoro R.J. “Two-dimensional imaging of soot volume fraction by the use of laser-induced incandescence”. *Applied Optics*, Vol. 34, pp. 7083–7091, 1995.

-
- [61] Tait N.P. y Greenhalgh D.A. “PLIF imaging of fuel fraction in practical devices and LII imaging of soot”. *Betichte der Bunsengesellschaft fuer Physikalische Chemie*, Vol. 97, pp. 1619–1625, 1993.
- [62] Cignoli F., Benecchi S. y Zizak G. “Time-delayed detection of laser-induced incandescence for the two-dimensional visualization of soot in flames”. *Applied Optics*, Vol. 33, pp. 5778–5782, 1994.
- [63] Quay B., Lee T.-W., Ni T. y Santoro R.J. “Spatially resolved measurements of soot volume fraction using laser-induced incandescence”. *Combustion and Flame*, Vol. 97, pp. 384–392, 1994.
- [64] Smallwood G.J., Snelling D.R., Bachalo W.D., Sankar S., Witze P.O. y Michelsen H.A. “Measurement of particle matter under transient conditions with self-calibrating laser-induced incandescence”. *5th International ETH-Conference of Nanoparticle Measurement*, Zürich, 2001.
- [65] Shaddix C.R., Harrington J.E. y Smyth K.C. “Quantitative measurements of enhanced soot production in a flickering methane/air diffusion flame”. *Combustion and Flame*, Vol. 99, pp. 723–732, 1994.
- [66] Snelling D.R., Smallwood G.J., Gülder Ö.L., Bachalo W.D. y Sankar S. “Soot volumen fraction characterization using the laser-induced incandescence detection method”. *10th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisbon, 2000.
- [67] Witze P.O., Hochgreb S., Kayes D., Michelsen H.A. y Shaddix C.R. “Time-resolved laser-induced incandescence and laser elastic scattering measurements in a propane diffusion flame”. *Applied Optics*, Vol. 40, pp. 2443–2452, 2001.
- [68] Vander-Wal R.L., Choi M.Y. y Lee K.O. “The effects of rapid heating of soot: implications when using laser-induced incandescence for soot diagnostics”. *Combustion and Flame*, Vol. 102, pp. 200–204, 1995.
- [69] Wal R.L. Vander. “Laser-induced incandescence: detection issues”. *Applied Optics*, Vol. 35, pp. 6548–6559, 1996.
- [70] Wal R.L. Vander, Ticich T.M. y Stephens A.B. “Optical and microscopy investigations of soot structure alterations by laser-induced incandescence”. *Applied Physics B*, Vol. 67, pp. 115–123, 1998.
- [71] Vander-Wal R.L. y Choi M.Y. “Pulsed laser heating of soot: morphological changes”. *Carbon*, Vol. 37, pp. 231–239, 1999.

- [72] Vander-Wal R.L., Zhou Z. y Choi M.Y. “Laser-induced incandescence calibration via gravimetric sampling”. *Combustion and Flame*, Vol. 105, pp. 462–470, 1996.
- [73] Choi M.Y. y Jensen K.A. “Calibration and correction of laser-induced incandescence for soot volume fraction measurements”. *Combustion and Flame*, Vol. 112, pp. 485–491, 1998.
- [74] Inagaki K., Takasu S. y Nakakita K. “In-cylinder quantitative soot concentration measurement by the laser-induced incandescence”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 1999-01-0508*, 1999.
- [75] Snelling D.R., Thomson K.A., Smallwood G.J. y Gülder Ö.L. “Two-dimensional imaging of soot volumen fraction in laminar diffusion flames”. *Applied Optics*, Vol. 38, pp. 2478–2485, 1999.
- [76] Vander-Wal R.L. y Ticich T.M. “Cavity ringdown and laser-induced incandescence measurements of soot”. *Applied Optics*, Vol. 38, pp. 1444–1451, 1999.
- [77] Vander-Wal R.L. “Calibration and comparison of laser-induced incandescence with cavity ring-down”. *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 27, pp. 59–67, 1998.
- [78] Wal R.L. Vander. “LIF-LII measurements in a turbulent gas-jet flame”. *Experiments in Fluids*, Vol. 23, pp. 281–287, 1997.
- [79] Wal R.L. Vander y Dietrich D.L. “Laser-induced incandescence applied to droplet combustion”. *Applied Optics*, Vol. 34, pp. 1103–1107, 1995.
- [80] Wal R.L. Vander. “Soot precursor carbonization: visualization using LIF and LII and comparison using bright and dark field TEM”. *Combustion and Flame*, Vol. 112, pp. 607–616, 1998.
- [81] Ni T., Gupta S.B. y Santoro R.J. “Suppression of soot formation in ethene laminar diffusion flames by chemical additives”. *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 25, pp. 585–592, 1994.
- [82] Vander-Wal R.L. “Laser-induced incandescence measurements in low-gravity”. *Micrograv. Sci. Technol.*, Vol. 10, pp. 64–74, 1997.
- [83] Smallwood G.J., Clavel D., Gareau D., Sawchuk R.A., Snelling D.R., Witze P.O., Axelsson B., Bachalo W.D. y Gülder Ö.L. “Concurrent quantitative laser-induced incandescence and SMPS measurements of

- EGR effects on particulate emissions from a TDI diesel engine”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2002-01-2715*, 2002.
- [84] Schraml S., Heimgärtner C., Fettes C. y Leipertz A. “Investigation on in-cylinder soot formation and oxidation by means of two-dimensional laser-induced incandescence”. *10th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisbon, 2000.
- [85] Dec J.E. “A conceptual model of DI diesel combustion based on laser sheet imaging”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 970873*, 1997.
- [86] Dec J.E. y Espey C. “Ignition and early soot formation in a DI diesel engine using multiple 2-D imaging diagnostics”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 950456*, 1995.
- [87] Kosaka H., Nishigaki T. y Kamimoto T. “A study on soot formation and oxidation in an unsteady spray flame via laser-induced incandescence and scattering techniques”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 952451*, 1995.
- [88] Wiltafsky G., Stolz W., Köhler J. y Espey C. “The quantification of laser-induced incandescence for planar time-resolved measurements of the soot volume fraction in a combustion diesel jet”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 961200*, 1996.
- [89] Loye A.O. Zur, Siebers D.L y Dec J.E. “2-D Soot imaging in a direct injection diesel engine using laser-induced incandescence”. *2nd International Symposium on Diagnostics and Modeling of Combustion on Internal Combustion Engines COMODIA 90*, Kyoto, 1990.
- [90] Gupta S., Poola R. y Sekar R. “Issues for measuring diesel exhaust particulates using laser-induced incandescence”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2001-01-0217*, 2001.
- [91] Witze P.O. “Qualitative laser-induced incandescence measurements of soot emissions during transient operation of a port fuel-injected engine”. *5th International Symposium on Diagnostics and Modeling of Combustion on Internal Combustion Engines COMODIA 01*, Nagoya, 2001.
- [92] Crua C., Kennaird D.A. y Heikal M.R. “Laser-induced incandescence study of diesel soot formation in a rapid compression machine at elevated pressures”. *Combustion and Flame*, Vol. 135, pp. 475–488, 2003.

- [93] Mathews W., Fang T., Coverdill R.E., Lee C.F. y White R.A. “Soot diagnostics using laser-induced incandescence within an optically accessible HSDI diesel engine”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2004-01-1412*, 2004.
- [94] Siebers D.L. y Pickett L.M. “Injection pressure and orifice diameter effects on soot in D.I. diesel fuel jets”. *2nd Conference on Thermo- and Fluid Dynamic Processes in Diesel Engines THIESEL 2002*, Valencia, 2002.
- [95] Greis A.E., Grünefeld G., Becker M. y Pischinger S. “Quantitative measurements of the soot distribution in a realistic common-rail D.I. diesel engine”. *11th international Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisbon, 2002.
- [96] Kawano D., Kawai T., Naito N., Goto Y., Odaka M. y Bachalo W.D. “Comparative measurement of nano-particulates in diesel engine exhaust gas by laser-induced incandescence (LII) and scanning mobility particle sizer (SMPS)”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2004-01-1982*, 2004.
- [97] Witze P.O., Maricq M.M., Chase R.E., Podsiadlik D.H. y Xu N. “Time-resolved measurements of exhaust PM for FTP-75: comparisons of LII, ELPI, and TEOM techniques”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2004-01-0964*, 2004.
- [98] Vander-Wal R.L., Ticich T.M. y Wets J.R. “Laser-induced incandescence applied to metal nanostructures”. *Applied Optics*, Vol. 38, pp. 5867–5879, 1999.
- [99] Bladh H., Bengtsson P.-E., Delhay J., Bouvier Y., Therssen E. y Desgroux P. “Experimental and theoretical comparison of spatially resolved laser-induced incandescence (LII) signals of soot in backward and right-angle configuration”. *Applied Physics B*, Vol. 83, pp. 423–433, 2006.
- [100] Köylü Ü.Ö., Faeth G.M., Farias T.L. y Carvalho M.G. “MFractal and projected structure properties of soot aggregates”. *Combustion and Flame*, Vol. 100, pp. 621–633, 1995.
- [101] Liu F., M., Hill F.A., Snelling D.R. y Smallwood G.J. “Influence of polydisperse distributions of both primary particle and aggregate size on soot temperature in low-fluence LII”. *Applied Physics B*, Vol. 83, pp. 383–395, 2006.

-
- [102] Filippov A.V., Zurita M. y Rosner D.E. “Fractal-like aggregates: relation between morphology and physical properties”. *Journal of Colloid and Interface Science*, Vol. 229, pp. 261–273, 2000.
- [103] Bohren C.F. y Huffman D.R. *Absorption and scattering of light by small particles*. Wiley, ISBN 978-0-471-29340-8, 1998.
- [104] Schulz C., Kock B.F., Hoffmann M., Michelsen H., Will S., Bougie B., Suntz R. y Smallwood G. “Laser-induced incandescence: recent trends and current questions”. *Applied Physics B*, Vol. 83, pp. 333–354, 2006.
- [105] Farias T.L., Köylü Ü.Ö. y Calvalho M.G. “Range of validity of the Rayleigh-Debye-Gans theory for optics of fractal aggregates”. *Applied Optics*, Vol. 35, pp. 6560–6567, 1996.
- [106] Kock B.F., Tribalet B., Schulz C. y Roth P. “Two-color time-resolved LII applied to soot particle sizing in the cylinder of a diesel engine”. *Combustion and Flame*, Vol. 147, pp. 79–92, 2006.
- [107] Kock B.F., Eckhardt T. y Roth P. “In-cylinder sizing of diesel particles by time-resolved laser-induced incandescence (TR-LII)”. *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 29, pp. 2775–2782, 2002.
- [108] Liu F., Daun K.J., Snelling D.R. y Smallwood G.J. “Heat conduction from a spherical nano-particle: status of modeling heat conduction in laser-induced incandescence”. *Applied Physics B*, Vol. 83, pp. 355–382, 2006.
- [109] McCoy B.J. y Cha C.Y. “Transport phenomena in the rarefied gas transition regime”. *Chemical Engineering Science*, Vol. 29, pp. 381–388, 1974.
- [110] Fuchs N.A. *The mechanics of aerosols*. Dover Publications, ISBN 0-486-66055-9, 1964.
- [111] Loyalka S.K. “Mechanics of aerosols in nuclear reactor safety: a review”. *Progress in Nuclear Energy*, Vol. 12, pp. 1–56, 1983.
- [112] Williams M.M.R. y Loyalka S.K. *Aerosol science theory and practice: with special applications to the nuclear industry*. Pergamon Press, ISBN 0-08037209-0, 1991.
- [113] Kennard E.H. *Kinetic theory of gases*. McGraw-Hill, 1938.

- [114] Snelling D.R., Smallwood G.J., Sawchuk R.A., Neill W.S., Gareau D., Clavel D.J., Chippior W.L., Liu F., Gülder Ö.L. y Bachalo W.D. “Particulate matter measurements in diesel engine exhaust by laser-induced incandescence and the standard gravimetric procedure”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 1999-01-3653*, 1999.
- [115] Snelling D.R., Liu F., Smallwood G.J. y Gülder Ö.L. “Determination of the soot absorption coefficient using low-fluence LII in a laminar coflow ethylene diffusion flame”. *Combustion and Flame*, Vol. 136, pp. 180–190, 2004.
- [116] Liu F., Smallwood G.J. y Snelling D.R. “Effects of primary particle diameter and aggregate size distribution on the temperature of soot particles heated by pulsed lasers”. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, Vol. 92, pp. 301–312, 2005.
- [117] Wal R.L. Vander y Weiland K.J. “Laser induced incandescence: development and characterization towards a measurement of soot volume fraction”. *Applied Physics B*, Vol. 59, pp. 445–452, 1994.
- [118] Mewes B. y Seitzman J.M. “Analysis of laser-induced incandescence and novel soot measurement approaches”. *American Institute of Aeronautics and Astronautics, AIAA Technical Paper 96-0538*, 1996.
- [119] Bladh H., Johnson J. y Bengtsson P.-E. “On the dependence of the laser-induced incandescence (LII) signal on soot volume fraction for variations in particle size”. *Applied Physics B*, Vol. 90, pp. 109–125, 2007.
- [120] Lee K., Han Y., Lee W., Chung J. y Lee C. “Quantitative measurements of soot particles in a laminar diffusion flame using a LII/LIS technique”. *Measurement Science and Technology*, Vol. 16, pp. 519–528, 2005.
- [121] Hult J., Omrane A., Nygren J., Kaminski C., Axelsson B., Collin R., Bengtsson P.-E. y Aldén M. “Quantitative three-dimensional imaging of soot volume fraction in turbulent non-premixed flames”. *Experiments in Fluids*, Vol. 33, pp. 265–269, 2002.
- [122] Wal R.L. Vander, Jensen K.A. y Choi M.Y. “Simultaneous laser-induced emission of soot and polycyclic aromatic hydrocarbons within a gas-jet diffusion flame”. *Combustion and Flame*, Vol. 109, pp. 399–414, 1997.
- [123] Leider H.R., Kikrorian O.H. y Young D.A. “Thermodynamic properties of carbon up to the critical point”. *Carbon*, Vol. 11, pp. 555–563, 1973.

Capítulo 4

Medida de la concentración de hollín en la cámara de combustión

Contenido

4.1. Introducción	115
4.2. Incandescencia inducida por láser (LII)	115
4.3. Sistema experimental principal	117
4.3.1. Motor térmico	117
4.3.2. Sistema de inyección	119
4.3.3. Sistema óptico	120
4.4. Sistema experimental auxiliar	125
4.4.1. Quemador de llama difusiva	125
4.4.2. Sistema óptico para el método de extinción de luz	126
4.5. Calibración del sistema	126
4.5.1. Interpretación de la señal de incandescencia	127
4.5.2. Caracterización de la señal de incandescencia	129
4.5.2.1. Espectro de incandescencia de las partículas de hollín	129
4.5.2.2. Tiempo de vida medio de la radiación de incandescencia	130
4.5.3. Métodos de calibración y procedimientos de corrección	132
4.5.3.1. Método de extinción de luz	132
4.5.3.2. Corrección de la lámina láser	137
4.5.4. Criterios para establecer la constante de calibración	140
4.6. Pre-procesado, segmentación y procesado de la información	146

4.7. Aplicación de los procedimientos de corrección para la combustión turbulenta	148
4.7.1. Consideraciones acerca de la repetibilidad del fenómeno	150
4.7.2. Mapas de probabilidad de concentración de hollín	152
4.7.3. Corrección por absorción	152
4.7.4. Corrección por auto-absorción	155
4.7.5. Corrección por presión y temperatura del gas ambiente	155
4.8. Medidas simultáneas de LII y LES	158
4.8.1. Cálculo de mapas de diámetro relativo de partícula	161
4.8.2. Cálculo de mapas de número relativo de partículas	161
4.9. Sensibilidad de la técnica	162
4.9.1. Efecto de la potencia láser sobre la señal de LII	163
4.9.2. Interferencias espectrales	164
4.9.3. Sensibilidad al tamaño de partícula	165
4.10. Resumen y conclusiones	166
Bibliografía	169

4.1. Introducción

4.2. Incandescencia inducida por láser (LII)

La incandescencia inducida por láser se ha venido utilizando para medir las concentraciones de hollín en diversas aplicaciones debido a su relativa simplicidad y a la alta fiabilidad de sus resultados [1–4]. El fundamento principal de la técnica es el rápido calentamiento de las partículas hasta una temperatura cercana a la sublimación de éstas mediante el uso de una fuente láser de alta densidad energética y la posterior detección de la intensa emisión térmica emitida por las partículas irradiadas.

El origen de la señal LII es el resultado de una serie de complejos fenómenos térmicos y ópticos, debido a la dependencia del proceso de un número de parámetros tales como el tamaño y temperatura de la partícula, temperatura del gas, intensidad energética del láser, entre otros. En la literatura se pueden encontrar diversos análisis teóricos que describen la interacción de la radiación láser con las partículas de hollín (ver por ejemplo [5–7] y las referencias allí citadas). Ante la necesidad de validar los modelos teóricos que explican la fenomenología de la incandescencia inducida por láser, los resultados obtenidos mediante la elaboración de sofisticados modelos teóricos requieren de una validación experimental, lo que conlleva a un constante desarrollo de técnicas experimentales que permiten explicar los diferentes fenómenos allí involucrados.

La técnica LII ofrece ciertas ventajas si se le compara con los métodos clásicos para la medición cuantitativa de hollín, como por ejemplo, el método de extinción de luz. Para citar algunas ventajas, la técnica LII tiene una resolución temporal de aproximadamente 10 ns y se puede implementar para la medición de hollín en sistema de escape [7–10], medidas bidimensionales en llamas [1, 3, 11–15], y en algunos casos, para estudios tridimensionales [16]. Una de sus más notables ventajas es que es una técnica ideal para medir en sistemas no simétricos, y que además puede proporcionar información de la morfología de las partículas si se combina con técnicas de dispersión de luz.

Durante los últimos años se han realizado varios intentos para obtener medidas de concentración de hollín en el interior de la cámara de combustión de los motores Diesel. La mayoría de los estudios se han centrado en la observación de los campos de concentración de hollín, evolución de la concentración con el tiempo y la distribución de tamaño de partículas en la llama. Investigaciones como la de Schraml et al. [17] lograron mostrar que la señal de LII coincidía con el inicio de la llama de difusión. Al parecer, el alcance de sus medidas fue

bastante limitado, ya que en investigaciones posteriores se ha demostrado que la formación de las partículas de hollín comienza justo antes de que se dé el proceso de combustión, en lo que se denomina la pirólisis del combustible líquido.

Otras investigaciones mostraron que el proceso de formación de hollín se observaba inicialmente en la región central de la llama [18–21]. En esta región, los diámetros de las partículas de hollín son pequeños y la densidad de partículas es alta [20, 22]. Las partículas de hollín se aglomeran cuando se desplazan en el sentido de la penetración del chorro líquido, formando partículas más grandes [18–21, 23]. Además, el hollín se encuentra en toda la región de combustión, aunque las concentraciones más altas están cerca de la parte central de la llama [24–26].

La investigación de Greis et al. [27], en la cual trabajó con chorro y movimiento inducido de aire (*swirl*), mostró que las densidades de hollín más altas no estaban cerca de la parte central de la llama, sino en la parte más cercana a la tobera. También se referenció que las temperaturas más altas del hollín se observaban en la periferia de la llama. Flynn et al. [21] observaron que las partículas se consumían completamente debido a una especie de fundación caliente, originada por la llama difusiva, al mismo tiempo que la tasa de liberación de calor permanecía con valores altos. Un estudio particular realizado por Schraml et al. [28] en condiciones de arranque en frío, dieron como resultado que bajo estas condiciones no se alteraba el tamaño de partícula, aunque sí que se incrementaba la concentración de hollín. Igualmente observaron que el crecimiento y la oxidación del hollín no cambiaban considerablemente, aunque el número inicial de partículas sí que se incrementó significativamente.

Apenas unos pocos intentos han conseguido investigar la influencia de los parámetros de motor sobre la concentración de hollín, tales como la presión de inyección o la duración del pulso de inyección. Se ha encontrado que para altas presiones de inyección (si comparamos 1000 bar con 500 bar), el hollín se ubica principalmente en la parte más alejada del chorro [19, 20, 29], y el promedio de la fracción volumétrica de hollín se reduce [19, 20]. Bruneaux et al. [26] observaron que con un 50 % de EGR, se producía significativamente menos hollín durante la combustión que sin EGR. Una serie de medida de partículas en el sistema de escape en las mismas condiciones mostraron que aunque el EGR reducía la formación de partículas durante la combustión, también se detectaban concentraciones más altas en el conducto de escape. Bruneaux et al. [26] sugirieron así que el EGR bajaba significativamente la eficacia de la oxidación de la post-combustión.

4.3. Sistema experimental principal

En esta sección se describirán los sistemas y los elementos auxiliares utilizados para llevar a cabo el trabajo experimental de esta tesis doctoral. La configuración experimental se compone principalmente de 3 componentes: motor térmico, sistema de iluminación láser y sistema de sincronización. En la Figura 4.1 se da un esquema general de la instalación.

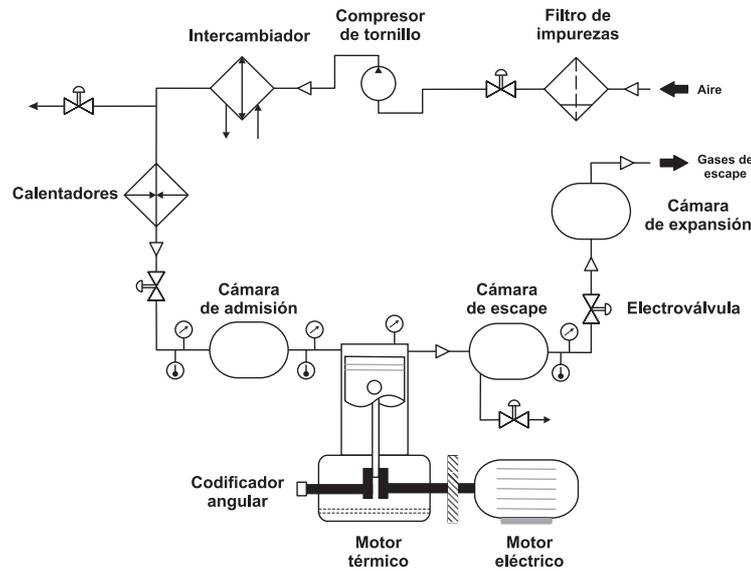


Figura 4.1: Esquema general de la instalación experimental.

4.3.1. Motor térmico

El componente principal de la instalación es un motor de dos tiempos de barrido por cárter de tres litros de cilindrada y un bajo régimen de giro (500 rpm) modelo Jenbach JW 50, que a partir de aquí denominaremos *motor maqueta*. El ciclo de motor no desarrolla potencia mecánica pero la compresión realizada por el pistón proporciona unas condiciones termodinámicas cercanas a las que se dan en un motor real de inyección directa.

Para esta investigación se ha utilizado la configuración con atmósfera reactiva o circuito abierto. En resumen, la forma de operar esta instalación experimental comienza con la admisión de aire atmosférico el cual pasa por un filtro para eliminar las impurezas existentes. Este aire atmosférico es impulsado por un compresor de tornillo a través del sistema de acondicionadores, compuesto

de un intercambiador de calor y un calentador, donde alcanza la temperatura requerida para el experimento. Una vez el aire alcanza la temperatura requerida, éste se conduce hasta la cámara de admisión donde se acumula hasta que el pistón alcanza la posición para abrir las lumbreras de admisión (las lumbreras de escape se abren 20° antes respecto a las lumbreras de admisión). Cuando el aire entra al cilindro, realiza el barrido de los gases de combustión del ciclo anterior y llena el cilindro con aire limpio y con las condiciones necesarias para otro ciclo de motor. Los gases de combustión pasan por una cámara de expansión para ser expulsados posteriormente al medio ambiente.

Aunque se trabaja en condiciones de combustión, la potencia generada durante este ciclo no es suficiente como para mantener el motor en un régimen de giro constante. Esto se debe a que normalmente se opera con cantidades muy bajas de combustible (entre 4-18 mg/cilindro-ciclo) respecto a las necesarias para hacerlo funcionar de forma autónoma (50 mg cilindro-ciclo). El motor es arrastrado por un motor eléctrico asíncrono (ABB, MBT 250M) que le permite arrancar desde el reposo hasta el régimen de giro deseado mediante un variador de frecuencia que permite trabajar en un rango de velocidades de giro entre 500 y 750 rpm.

Las referencias angulares (o temporales) se basan en un sistema en sistema de posicionamiento angular el cual permite sincronizar todos los procesos, (inyección, registro de imágenes, etc.), con el giro del motor. Para ello, se utiliza un codificador óptico que genera una señal de tipo TTL (Transistor-Transistor Logic) por cada vuelta del motor con una resolución angular de 0.1° del cigüeñal. Un sistema digital de adquisición de datos permite el registro simultáneo de la presión instantánea en la cámara de combustión (para conocer las condiciones termodinámicas en el interior del cilindro), la presión y temperatura del gas a la entrada y salida del cilindro, la señal eléctrica para la apertura del inyector, la presión en el sistema de inyección, la señal del codificador angular y el disparo eléctrico por cada vuelta del cigüeñal.

La culata original del motor ha sido reemplazada por una de nuevo diseño, denominada A81 y se utiliza para llevar a cabo estudios del chorro Diesel con toberas monorificio axisimétricas. Con esta culata es posible visualizar tanto el chorro como la combustión Diesel, además de operar en diferentes condiciones atmosféricas. En la Tabla 4.1 se muestran las características principales de la culata A81.

Este diseño cuenta con un acceso superior para insertar el inyector y cuatro accesos ortogonales. En uno de ellos está alojado el transductor de presión instantánea y los 3 restantes están provistos de ventanas de cuarzo fundido con geometría ovalada. En la Figura 4.2 se muestra un esquema de la culata

Cámara de combustión	Diámetro: 45 mm Longitud: 91 mm Presión máxima en PMS: 80 bar
Accesos para visualización	Ventanas elípticas: (L88 x A37 x E28, R18) mm Material: Cuarzo fundido (Grado SILUX 4)
Condiciones termodinámicas	Densidad del aire: 25-38 kg/m ³ Temperatura del aire: 700-780 K

Tabla 4.1: Características de la culata de visualización A81.

utilizada en los experimentos.

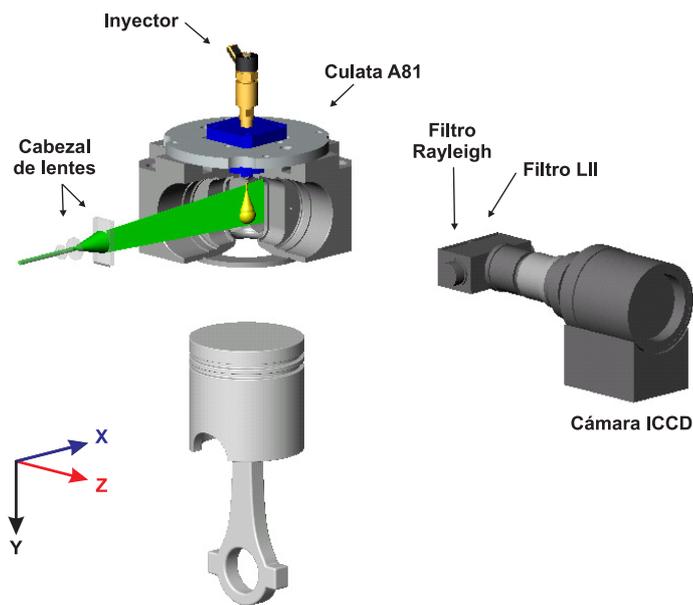


Figura 4.2: Esquema de la culata A81 y sus componentes.

4.3.2. Sistema de inyección

La inyección del combustible se hace mediante un sistema Common-Rail de Bosch, independiente del motor térmico y controlado electrónicamente y con capacidad para operar en un rango de presiones de 300 a 1350 bar. El

sistema está equipado con toberas mini-sac especialmente diseñadas para investigación, con un solo orificio axial y diámetros de orificio nominales de 115 y 150 μm . Mediante este sistema es posible controlar todos los parámetros de la inyección como el inicio de la inyección, duración de la misma, presión de inyección e inyecciones múltiples. En la Figura 4.3 se muestra un esquema de la configuración del sistema de inyección.

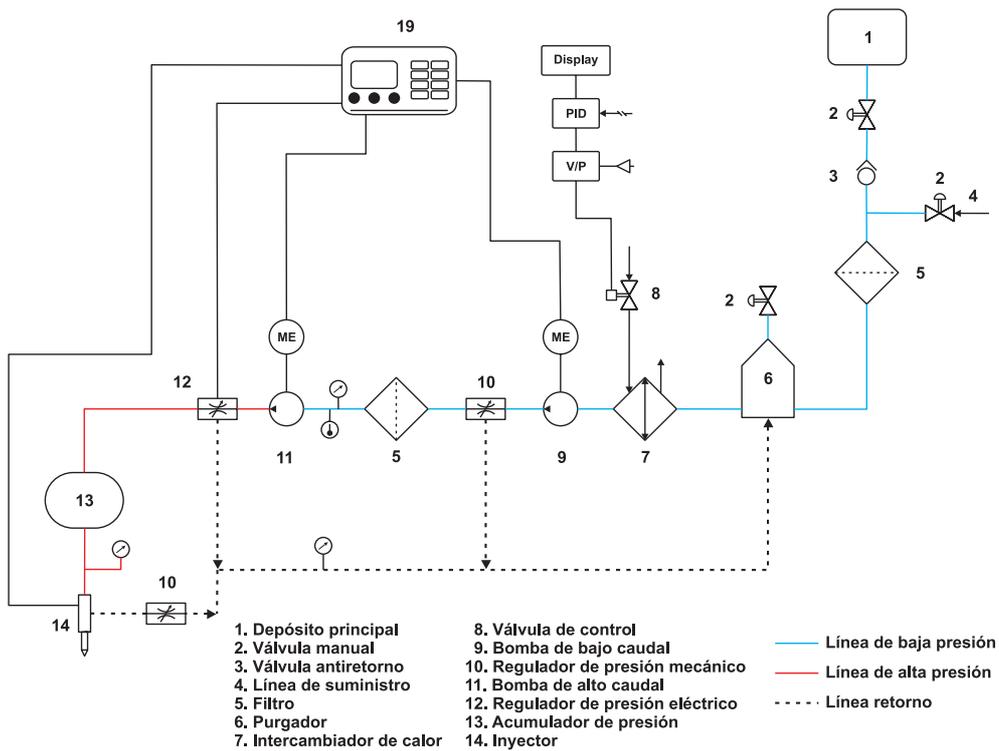


Figura 4.3: Esquema del sistema de inyección de combustible.

4.3.3. Sistema óptico

- **Sistema de iluminación:** Básicamente, para la formación de la lámina láser se han utilizado tres elementos ópticos diferentes: una fuente láser, un brazo óptico articulado y un cabezal de lentes, que pasan a ser detallados a continuación.

El tipo de fuente láser utilizada para esta investigación es un láser de Nd:YAG (Continuum, Surelite II) con un duplicador de frecuencia. Con este sistema es posible obtener pulsos láser con una duración de ~ 7 ns

(según catálogo suministrado por el fabricante) en una longitud de onda de 532 nm. El rango de operación del láser utilizado para la presente investigación comprende el intervalo 100-200 mJ por pulso, representando un rango de fluencia láser de $0.333\text{-}0.667\text{ J cm}^{-2}$ (para una lámina de dimensiones 0.5 mm x 60 mm). Se ha seleccionado una fluencia láser de $\sim 0.5\text{ J cm}^{-2}$ con el objetivo de prevenir la vaporización extrema de las partículas de hollín, lo cual podría generar cambios considerables en la morfología de las partículas, complicando así, la interpretación de los resultados. En la Figura 4.4 puede observarse el diagrama del láser utilizado. El láser de Nd:YAG tiene su longitud de onda fundamental en la

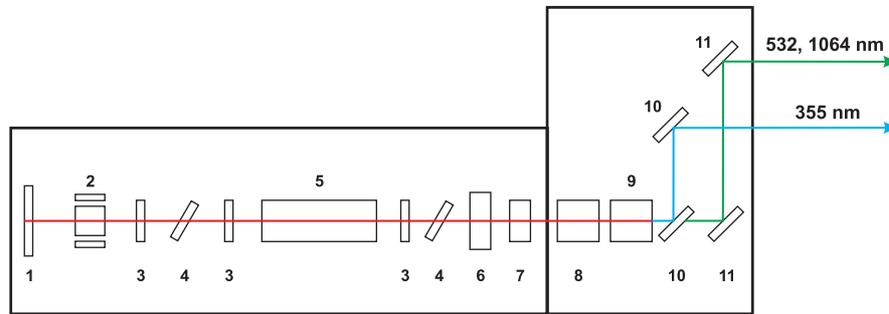


Figura 4.4: Diagrama del láser de Nd:YAG: (1) espejo trasero, (2) celda de Pockels, (3) lámina $\lambda/4$, (4) polarizador dieléctrico, (5) medio activo con lámpara de bombeo, (6) espejo gaussiano, (7) compensador de haz, (8) doblador de frecuencia, (9) triplificador de frecuencia, (10) espejos dicróicos para 355 nm, (11) espejos dicróicos para 532 y 1064 nm.

gama del infrarrojo cercano, 1064 nm, pero mediante módulos acoplados a la parte óptica se puede duplicar, triplicar y cuadruplicar esta frecuencia obteniendo así longitudes de onda de 532 nm, 355 nm y 266 nm, lo que corresponde a su 2^{do}, 3^{er} y 4^{to} armónico respectivamente. El medio activo es un granate (cristal) y está compuesto por los elementos itrio, aluminio y oxígeno formando una matriz cristalina ($\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$), dopados con Nd^{+4} . El sistema de bombeo está basado en lámparas de Xenón con una duración de flash de $\sim 200\ \mu\text{s}$. El sistema de control del pulso láser se realiza con el dispositivo denominado Q-Switch. Este dispositivo tiene la capacidad de controlar la propagación de la radiación láser en el interior del resonador, evitándola hasta que la ganancia del mismo alcanza su valor máximo. Está compuesto por una célula de Pockels, una lámina $\lambda/4$ y un polarizador lineal (reflectante 99.9% para una radiación con 90° de polarización y 99.9% transparente si la radiación está polarizada a 180°). Cuando se quiere evitar la radiación láser no se aplica voltaje a

la célula de Pockels, con la que la radiación pasa a través de la lámina $\lambda/4$ dos veces, quedando de esta forma polarizada con un ángulo de 90° , de esta forma al llegar al polarizador lineal es reflejada. Para producir la radiación tan solo es necesario aplicar voltaje a la celda, añadiendo, de esta forma, 90° de polarización y obteniendo así una polarización total de 180° . Mediante este mecanismo es posible obtener pulsos láser de muy corta duración y gran energía ya que el control sobre las señales eléctricas es relativamente sencillo.

Acoplado a la salida del haz láser, se encuentra el brazo articulado (Asclepion Meditech) de 1.6 metros de longitud y con siete articulaciones, cada una de ellas con un espejo capaz de transmitir todo el rango de longitudes de onda del láser de Nd:YAG. Además, cuenta con un módulo acoplador para alinear el haz láser entrante con los espejos, y mediante dos tornillos micrométricos se realiza el alineamiento del haz láser con los espejos.

El último elemento del sistema óptico es el denominado cabezal de lentes cuya finalidad es formar una lámina a partir del haz láser procedente del brazo articulado. Este cabezal se compone de 3 lentes de fluoruro de magnesio (MgF_2) con una alta transmitancia en todo el rango de longitudes de onda de la fuente láser. Las dos primeras lentes son esféricas ($f_1 = -25$ mm, $f_2 = 50$ mm) formando un telescopio de enfoque variable. Su objetivo es focalizar la lámina láser permitiendo un rango de distancias de trabajo de 0.3 m hasta el infinito variando la distancia entre las lentes. La tercera lente es de tipo cilíndrico ($f_3 = -25$ mm) y su misión es formar la lámina láser. Variando la distancia de esta tercera lente con respecto a las dos primeras es posible variar el ángulo de apertura de la lámina desde 20° hasta 40° .

En la configuración utilizada en los experimentos la distancia a la zona de trabajo se fijó en 0.8 m, con un ángulo de apertura de 35° y, consiguientemente, una longitud de lámina de 60 mm. Para medir el espesor de la lámina se ha utilizado el método de la navaja, que consiste en registrar la energía de la lámina láser mientras se obtura parte de la misma con un elemento metálico (en este caso, una cuchilla). Realizando un barrido completo, es posible obtener una gráfica con el gradiente de intensidad del haz que, una vez derivado, proporciona el perfil de intensidad. Para los experimentos de esta investigación, se ha medido experimentalmente un espesor de lámina de $500 \mu\text{m}$ aplicando el criterio *full width at half maximum* (FWHM) sobre la intensidad. En la Figura 4.5 se representan los valores medidos y las curvas de ajuste.

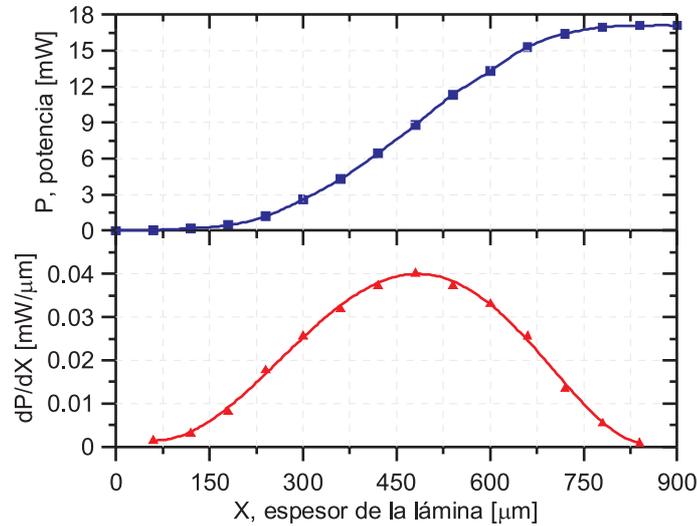


Figura 4.5: Medidas experimentales del gradiente de intensidad de la lámina láser (gráfica superior) y del perfil de intensidad (gráfica inferior), aplicando el método de la navaja y el criterio FWHM para la intensidad.

- Sistema óptico de registro de imágenes:** El componente principal del sistema de captación de imágenes es una cámara CCD intensificada (LaVision, Dynamight). Esta cámara consta de un chip CCD de 512 x 512 píxeles (19 μm de lado) refrigerado a -40 °C mediante una célula Peltier para reducir el ruido térmico. Además, cuenta con un módulo fotomultiplicador acoplado mediante fibra óptica a la CCD que permite un tiempo mínimo de exposición de 5 ns, lo cual es crucial para la experimentación con LII. Mediante esta cámara es posible obtener imágenes de 16-bits (65536 niveles de gris) y además, sincronizarla externamente mediante señales TTL. Para representar las imágenes obtenidas sin perder información es necesario recurrir a la pseudocoloración debido a que en niveles de gris solo es posible representar hasta 8 bits. La paleta de colores utilizada a lo largo de esta investigación es la usual de Windows de 24-bits.

Para la formación de la imagen sobre el intensificador, se ha utilizado un objetivo de 5 lentes de cuarzo fundido (Bernhard Halle Nachfl. GmbH) de 100 mm de distancia focal al que va acoplado un estereoscopio (LaVision, Stereoscope). La misión de este último es formar imágenes dobles de un mismo objeto sobre la ICCD de modo que puedan filtrarse independientemente. Está compuesto por un prisma y dos espejos con movimiento

micrométrico para facilitar su ajuste. Para esta investigación ha sido necesario tomar imágenes dobles (LII-Rayleigh) para los cálculos de los mapas de número y diámetro relativo de partículas. La resolución de las imágenes para los ensayos de esta tesis fue de aproximadamente $147 \mu\text{m} \times 147 \mu\text{m}$ por píxel. No se ha tenido en cuenta el error de paralaje producido por el estereoscopio, por considerarse despreciable para la distancia de trabajo considerada. En la Figura 4.6 puede observarse un esquema del estereoscopio utilizado.

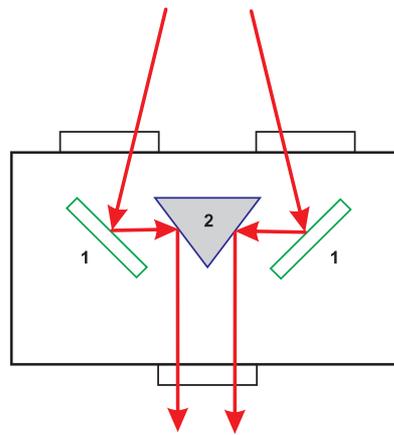


Figura 4.6: Esquema de formación de imágenes mediante el estereoscopio: (1) espejo, (2) prisma.

- Sistema de sincronización:** El último elemento es el sistema electrónico de sincronización. Este componente es necesario debido a que los fenómenos estudiados son de muy corta duración (la inyección tiene una duración del orden de dos milisegundos y tanto el pulso láser como la fluorescencia son del orden de nanosegundos). El sistema es controlado por un software realizado en el DMMT y está basado en un microcontrolador de 16-bits de la familia C166 (Infineon) que se encarga de las tareas de comunicación con la aplicación del PC, efectuar los cálculos pertinentes sobre los datos y programar una segunda placa que tiene el sistema y que es la encargada de generar las señales TTL de salida. Esta segunda placa contiene un chip de diseño específico basado en una FPGA (Xilinx). El microcontrolador es el que gobierna la FPGA, le da los datos (tiempos) de las señales y controla los cambios de modos de funcionamiento para que se cumplan las restricciones del láser.

4.4. Sistema experimental auxiliar

4.4.1. Quemador de llama difusiva

Para esta investigación se ha utilizado un sistema reactivo auxiliar que permitió la caracterización inicial de la señal de incandescencia inducida por láser. Dicho sistema reactivo es una llama de difusión laminar, la cual se ha utilizado en numerosos estudios de combustión y caracterización de hollín [1, 11, 12, 30–37]. De esta manera, se ha diseñado y construido un quemador con una geometría similar a la del diseño original de Santoro et al [32].

El quemador consiste de dos tubos concéntricos de acero con diámetros de 11 mm y 110 mm. El tubo interior (11 mm) permite el paso del combustible y el tubo exterior (110 mm) permite el paso de aire. Para mantener un flujo homogéneo a la salida del tubo que transporta el aire, se han incrustado unas rejillas metálicas perforadas (con diámetro de 2 mm) durante el trayecto del flujo en el tubo, además se ha rellenado el espacio entre las rejillas metálicas con pequeñas esferas de vidrio (diámetro de 4 mm). En la Figura 4.7 se puede observar un esquema detallado del quemador utilizado. El combustible

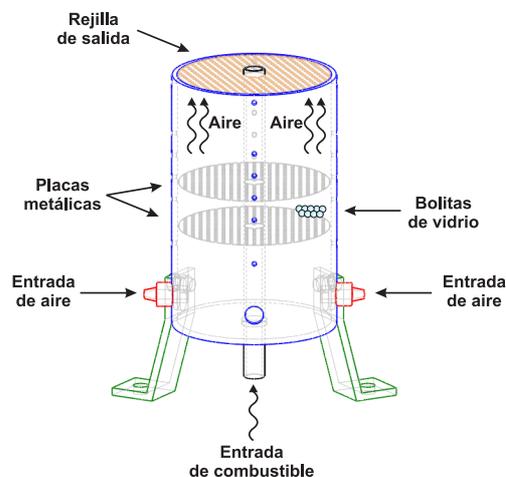


Figura 4.7: Esquema del quemador de llama difusiva laminar utilizado como sistema auxiliar.

utilizado para los experimentos de calibración ha sido etileno (C_2H_4) con un 99% de pureza, y el aire utilizado ha sido suministrado por el compresor del laboratorio. Los caudales de aire y combustible se han medido con rotámetros de cuerpo flotante (en este caso, una bola) y se han registrado las presiones y temperaturas durante cada ensayo para mantener en todo instante las mismas

condiciones termodinámicas. El caudal de etileno utilizado para la experimentación ha sido de $3.85 \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ y de $713 \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ para el aire, obteniendo una altura de llama de aproximadamente 85 mm.

Una modificación sobre el diseño original de Santoro et al [32] ha sido la exclusión de la chimenea metálica con accesos ópticos. Para este caso en particular, se ha utilizado una chimenea transparente. Esta chimenea construida con 4 superficies planas de Borofloat, material que tiene alta transmisividad en el rango visible, evita las repentinas corrientes de aire del laboratorio, ayudando así a la estabilidad de la llama de difusión.

4.4.2. Sistema óptico para el método de extinción de luz

La fuente de iluminación láser ha sido un láser de argón (Innova 70) con una potencia máxima de 1.7 W y una longitud de onda de 514.5 nm. Un dispositivo especial acoplado a una fibra óptica permitía direccionar la luz desde el láser hasta el punto de trabajo. Debido a que a la salida de la fibra óptica el haz láser se expandía considerablemente, se hizo necesario el uso de un sistema de lentes que permitiera redireccionar los haces láser. Como sistema de registro de la señal emitida por la fuente láser se ha utilizado un cámara CCD (1280 x 1024 píxeles, SensiCam PCO) con un objetivo de 55 mm para focalizar apropiadamente la señal sobre el detector CCD. Para eliminar la mayor parte de la luminosidad natural de la llama, se ha utilizado un filtro interferencial centrado en 514.5 nm (FWHM = 10 nm) dentro del sistema óptico. Un esquema simplificado de la disposición de los elementos para el método de extinción de luz se observa en la Figura 4.8.

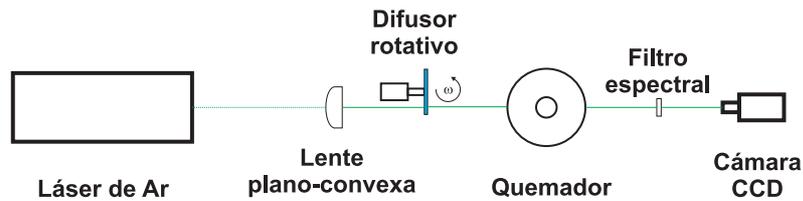


Figura 4.8: Esquema de la configuración de los elementos para las medidas mediante el método de extinción de luz.

4.5. Calibración del sistema

Uno de los objetivos fundamentales de la presente investigación es obtener medidas cuantitativas de las concentraciones de hollín en la llama Diesel y,

por lo tanto, en este apartado se presentará el proceso que describe la interpretación, caracterización y la calibración de la técnica LII.

4.5.1. Interpretación de la señal de incandescencia

El valor máximo de la señal de incandescencia permite relacionarlo con la concentración volumétrica de hollín, y considerando que las partículas de hollín absorben una cantidad de energía suficiente como para incrementar la temperatura de partícula hasta alcanzar un valor máximo, la señal LII se puede considerar proporcional a la fracción volumétrica de hollín (f_v). En el capítulo 3 se ha establecido la ecuación fundamental sobre la cual se ha desarrollado la técnica LII. Así, la ecuación (3.39) se ha modificado para ajustarse al caso de llamas reales. En estos casos, las partículas de hollín constituyen un flujo ópticamente absorbente en el cual ocurren múltiples atenuaciones de la señal, en las que cabe mencionar las distorsiones de la señal de excitación láser, así como la de la señal térmica emitida.

Considerando esto, se observa que la intensidad de la lámina láser se ve reducida durante su recorrido a través de la llama debido a la presencia de partículas de hollín. De igual forma, la señal LII recibida (S_{LII}) es menos intensa que la radiación realmente emitida debido a la denominada auto-absorción de la señal de incandescencia, causada por las partículas de hollín entre el plano de iluminación y el sistema de recepción. Finalmente, la distribución de intensidad de la lámina láser no es uniforme, debido a la naturaleza pseudo-gausiana del haz láser. Cada uno de estos fenómenos se explicarán con más detalle en el desarrollo del presente capítulo.

La interpretación cuantitativa de la señal LII requiere la implementación de una calibración que permita establecer la relación entre la cantidad de hollín en el volumen de medida y la señal de incandescencia emitida. Teniendo en cuenta los efectos mencionados anteriormente, podemos establecer la siguiente relación entre la fracción volumétrica de hollín (f_v) y la señal de incandescencia (S_{LII}) para una determinada posición (x, y) sobre la imagen:

$$f_v(x, y) = C_{prop} K_{opt}(x, y) M_{comp}(x, y) C_{abs}(x, y) C_{self}(x, y) S_{LII}(x, y) \quad (4.1)$$

donde C_{prop} = constante de proporcionalidad
 $K_{opt}(x, y)$ = matriz de corrección para el sistema óptico
 $M_{comp}(x, y)$ = matriz de corrección de las inhomogeneidades de la lámina láser

$C_{abs}(x,y)$ = matriz de corrección para la absorción de la lámina láser
 $C_{self}(x,y)$ = matriz de corrección para la auto-absorción de la señal LII

La señal LII medida dependerá de la eficiencia óptica del sistema a utilizar. La matriz $K_{opt}(x,y)$ incluye la eficiencia del intensificador y la eficiencia del objetivo para la formación de imágenes. Dicha eficiencia dependerá a su vez de la posición (x,y) , ya que la respuesta de cada píxel en la CCD no es constante. En la Figura 4.9 se observa el recorrido de la señal láser y de la señal térmica emitida, así como los diferentes factores relacionados con la ecuación (4.1). En

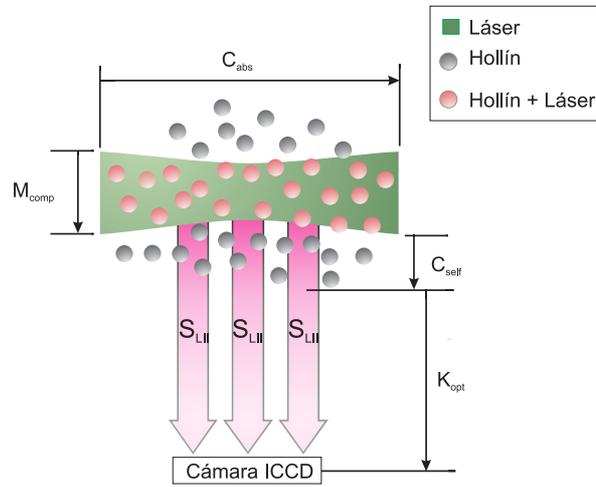


Figura 4.9: Esquema del recorrido de la excitación láser y la señal LII.

las siguientes secciones se desarrollarán 2 metodologías para calcular la constante de calibración (C_{calib}) para el sistema LII, y de esta forma determinar la fracción volumétrica de hollín a partir de la intensidad de señal de incandescencia. Esta constante relaciona la señal LII con la fracción volumétrica de hollín mediante la ecuación:

$$f_v(x,y) = C_{calib} S'_{LII}(x,y) \quad (4.2)$$

donde $S'_{LII}(x,y)$ = señal LII corregida, la cual se deriva de la señal original de LII, $S_{LII}(x,y)$.

4.5.2. Caracterización de la señal de incandescencia

En todo experimento de espectroscopía láser es necesario conocer algunas de las propiedades características de la radiación con el fin de configurar el sistema experimental. De esta forma, se hace necesario determinar unos parámetros mínimos precisos, como son el espectro de emisión y el tiempo medio de vida de la radiación.

4.5.2.1. Espectro de incandescencia de las partículas de hollín

Conocer el espectro de emisión de la radiación de la señal LII se convierte en un paso necesario para elegir la longitud de onda de recepción con la que se va a trabajar y, por lo tanto, el filtro óptico a utilizar. La elección más común es elegir una longitud de onda de trabajo concreta, con el fin de evitar reflexiones producidas por otros elementos de la escena de medida, otros fenómenos físicos, etc.

Una hipótesis dentro de la técnica LII es que toda la emisión producida por la excitación láser se considera como la radiación térmica de un cuerpo gris. Esta hipótesis es bastante razonable, ya que la línea espectral del láser a 532 nm no es una banda de absorción para ninguna de los radicales diatómicos detectables en la combustión (CH, C₂ o OH). Sin embargo, dado que la cantidad de energía disponible en cada disparo láser es suficiente para causar la sublimación de las partículas de hollín, existe la posibilidad de que los radicales C₂ se exciten térmicamente cuando se induce la sublimación [1], especialmente en la región con longitudes de onda entre 420 y 620 nm. Las interferencias de C₂ son particularmente importantes para el caso donde las concentraciones de hollín son altas (>2 ppm) [1].

Existe además la posibilidad de una fluorescencia con un *blue-shifted* generada por algunas especies intermedias en la combustión, además de los ya mencionados radicales diatómicos. Debido a la falta del equipo instrumental para obtener el espectro de la señal LII durante los ensayos en el motor, se ha tomado como referencia un espectro obtenido de ensayos similares. En la Figura 4.10 se puede observar el espectro utilizado. A partir de esta gráfica se puede observar que la forma de la curva general para el espectro de señal LII es bastante similar a la curva para el cuerpo gris, especialmente en la zona 400-450 nm, lo que podría indicar el rango espectral ideal para las medidas con LII. De igual forma, esta gráfica indica que probablemente la única fuente de radiación que contribuye significativamente a la emisión de LII es la radiación de cuerpo gris del hollín.

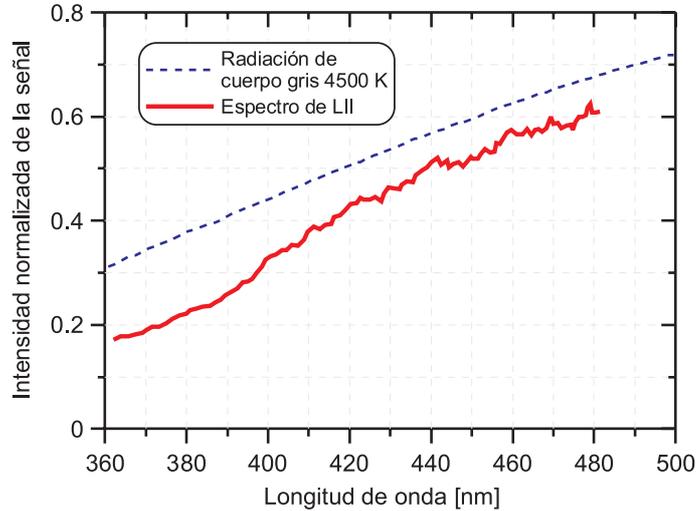


Figura 4.10: Espectro de la señal LII (a 11° después del PMS, a 14 mm de la pared de culata) sobre un promedio de 100 ciclos consecutivos. La emisividad para el cuerpo gris se ha seleccionado arbitrariamente para ajustarse a un valor cercano al espectro medido. (Adaptación de [24]).

Es preciso destacar que en el modelo desarrollado por Melton para el proceso de incandescencia inducida por láser [38], la intensidad máxima de la señal LII es proporcional a D_p^x , donde $x = 3 + 0,154/\lambda$ (λ en μm). Lo anterior nos podría indicar que la detección a mayores longitudes de onda, caracterizaría mejor la medida de concentración de hollín, ya que el exponente se acercaría a 3. Sin embargo, algunos estudios han demostrado que para casos donde el tamaño de partícula varía entre 15 y 160 nm, y al utilizar una longitud de onda de detección de 450 nm (lo que daría un valor de $x = 3,34$), los resultados obtenidos mediante el método de extinción de luz tienen un buen ajuste con aquellos obtenidos con la técnica LII al considerar un valor de $x = 3$ [11, 12].

4.5.2.2. Tiempo de vida medio de la radiación de incandescencia

El tiempo de vida medio de una cuerpo que emite una radiación se define como el tiempo necesario para que la intensidad emitida decaiga hasta un valor 86.5% ($I_\tau = I_{max}/e^2$) del valor de la intensidad máxima. Para estimar este parámetro se han obtenido imágenes de LII en la cámara de combustión, utilizando la cámara ICCD con el tiempo mínimo de exposición (5 ns) y el filtro interferencial centrado en 400 nm. De esta forma, desfasando el tiempo de la toma real de la imagen con respecto a la del disparo del láser es posible calibrar

la respuesta temporal de la radiación, tal y como se muestra en la Figura 4.11. En esta gráfica se muestra el valor medio de la radiación de incandescencia de las imágenes obtenidas en función del tiempo de desfase, a intervalos de 5 ns. De la gráfica anterior es posible estimar que el tiempo de vida medio de la

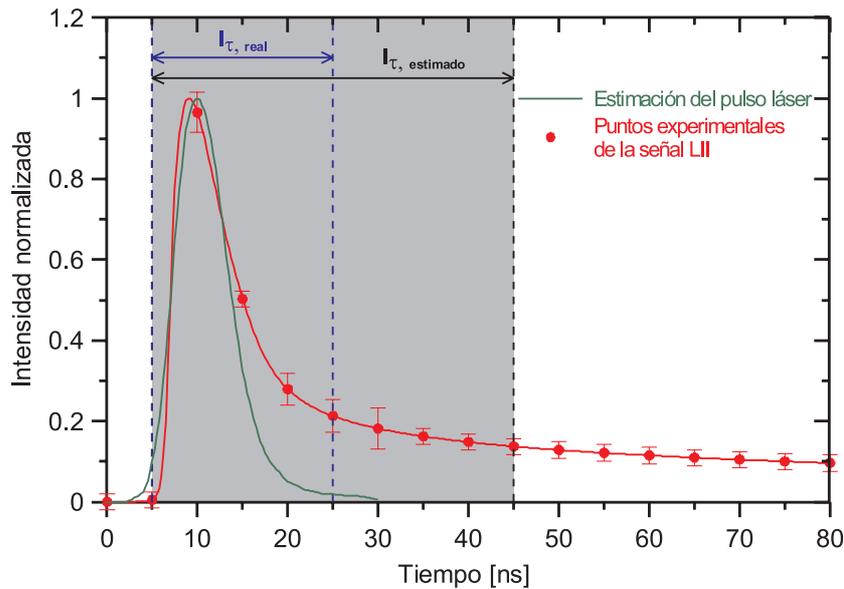


Figura 4.11: Tiempo de vida media de la señal LII (puntos rojos) y de la evolución temporal de la luz láser (línea verde) con un duración del pulso de 7 ns y un perfil pseudo-gausiano.

incandescencia ($I_{\tau, estimado}$) centrada en 400 nm es de 40 ns aproximadamente. No obstante, para los ensayos realizados en esta tesis doctoral, se ha elegido un tiempo de exposición ($I_{\tau, real}$) para la cámara ICCD de 20 ns, debido a las siguientes razones:

1. Es necesario eliminar el ruido de fondo térmico procedente de la luminosidad de llama. Para ello se deben utilizar tiempos de exposición cortos. A pesar de que la luminosidad natural de la llama es similar a la de un cuerpo gris que radia a 2200 K [39], su pico de luminosidad estará alrededor de los 1300 nm, y la cámara ICCD utilizada para estos ensayos tiene una sensibilidad en el rango 190-900 nm, disminuyendo así la intensidad de la luminosidad natural de la llama en la señal LII durante intervalos cortos.
2. Dada la simultaneidad de las medidas de LII/LES en estos ensayos, se hace necesario utilizar un tiempo de exposición que garantice la adquisi-

ción de las máximas intensidades de las señales de LII y LES. Para el caso de LES, el máximo de intensidad estará cercano al pulso láser emitido.

3. Eliminar cualquier dependencia que tenga la señal LII en relación al tamaño de las partículas de hollín que son irradiadas con la luz láser.

4.5.3. Métodos de calibración y procedimientos de corrección

En muchas aplicaciones es importante establecer una base cuantitativa a las medidas de hollín mediante la incandescencia inducida por láser, la cual se realiza con una calibración previa de las señales obtenidas. Esta sección plantea dos métodos para la calibración de la señal de LII y así poder medir la fracción volumétrica de hollín en la cámara de combustión. Ambos métodos de calibración hacen uso de la técnica de extinción de luz. A pesar de utilizar el mismo fundamento teórico (la absorción de luz por parte de las partículas de hollín), los dos métodos presentan resultados diferentes dependiendo de la zona de aplicación, lo que debe tenerse en cuenta en el momento de seleccionar la constante de calibración para el sistema LII. La metodología para la calibración de la señal LII sigue el planteamiento propuesto por Pastor et al. [40] y que se desarrolla en el marco de esta tesis doctoral. Inicialmente se dará una breve descripción del método de extinción de luz, que sirve en este trabajo como punto referencial para la calibración, dado su reconocida habilidad para las medidas de hollín (y también sus limitaciones).

4.5.3.1. Método de extinción de luz

El método de extinción de luz es comúnmente utilizado para la calibración de la señal LII en todo tipo de llamas. Como ya se ha explicado antes, este método consiste en utilizar un haz de luz que atraviesa una nube de partículas absorbentes (en este caso, el hollín presente en la llama) y posteriormente registrar la intensidad que atraviesa el medio absorbente. La intensidad de luz que ha logrado atravesar la nube de partículas, $I(x)$, está dada por la ley de Beer-Lambert:

$$I(x) = I_0 \exp \left[- \int_0^L K_{ext}(x) dx \right] \quad (4.3)$$

donde I_0 = intensidad incidente
 $K_{ext}(x)$ = coeficiente de extinción

L = camino óptico

Para las partículas en el régimen de Rayleigh, la fracción volumétrica de hollín (f_v) se puede calcular mediante la siguiente ecuación:

$$f_v = \frac{-\ln(\tau)\lambda}{6\pi LE(m_{soot})} \quad (4.4)$$

donde τ = transmitancia, ($\tau = I/I_0$)

λ = longitud de onda utilizada para la extinción

Los valores promediados en la línea de visión se utilizan para calcular los perfiles de hollín en sistemas axisimétricos como las llamas de difusión laminar. Mediante la aplicación del método de deconvolución de tres puntos propuesto por Abel, se pueden obtener los perfiles radiales de la concentración volumétrica de hollín [41, 42]. En general, existe una diferencia de un 10 % entre la técnica LII y el método de extinción de luz en las zonas de la llama donde hay altas concentraciones de hollín.

A continuación se describirán los dos métodos para la calibración de la señal LII, así como los diferentes procedimientos de corrección de señales para cada caso.

- **Método de calibración 1: Múltiples puntos de medida con extinción de luz.** Haciendo uso de este método es posible determinar el valor de C_{calib} mediante la comparación directa de la señal LII corregida y las medidas experimentales de la fracción volumétrica de hollín obtenidas con el método de extinción de luz a diferentes alturas de la llama. La constante de calibración se calcula utilizando el máximo valor de las medidas de extinción de luz y su correspondiente valor de señal LII en la misma posición espacial:

$$C_{calib} = \frac{S'_{LII}(x_R, y_R)}{f_v(x_R, y_R)_{LEM}} \quad (4.5)$$

donde (x_R, y_R) indica la posición del valor máximo de la concentración de hollín. Es importante tener en cuenta que las medidas obtenidas con el método de extinción de luz son el valor integrado de los coeficientes locales de extinción que componen el camino óptico de la zona estudiada. Así, y para obtener los valores locales de f_v , es necesario emplear

cuidadosamente una técnica de deconvolución para invertir los valores integrados.

En este caso, la metodología tiene en cuenta los efectos de atenuación de la lámina láser y de la atenuación de la señal LII. Por consiguiente, la señal LII corregida se definirá como:

$$S'_{LII}(x, y) = S_{LII}(x, y) M_{comp}(x, y) C_{abs}(x, y) C_{self}(x, y) \quad (4.6)$$

Por lo tanto, se hace necesario determinar las matrices de corrección por lo efectos de atenuación. En las siguientes subsecciones se describirán los procedimientos para calcular estas matrices, para su posterior uso en el cálculo de los mapas de la fracción volumétrica de hollín.

- *Corrección de absorción de luz láser.* Con el objetivo de corregir las distorsiones causadas por el fenómeno de la atenuación, se ha utilizado la ley de Beer-Lambert. El modelo utilizado para este tipo de casos, donde la luz es atenuada por un medio absorbente, solo considera cambios en el coeficiente de absorción. Este parámetro depende de f_v , la longitud de onda (λ) y el valor del índice de refracción del hollín (m_{soot}). Para obtener los valores de la señal de LII corregida es necesario considerar la atenuación que se produce a través del camino óptico que recorre la luz. La expresión de la ley de Beer-Lambert aplicada a todas las posiciones espaciales a través de la llama (comenzando por el anillo concéntrico más externo) viene dada por:

$$I(x, y) = I_0 \exp \left[\frac{-6\pi E(m_{soot})d}{\lambda_a} \sum_{j=1}^{j=x} f_v(j, y) \right] \quad (4.7)$$

- donde d = camino óptico equivalente a la distancia de un píxel, siendo $d = 147 \mu\text{m}$ para la presente investigación.
 m_{soot} = índice refractivo del hollín ($m_{soot} = 1,57 - 0,56 \cdot \hat{i}$, para todo el rango visible [43])
 λ_a = longitud de onda de la radiación absorbida, siendo $\lambda_a = 532 \text{ nm}$.
 I_0 = es la intensidad que recibe el primer píxel, y $I(1, y)$, $I(2, y)$, ..., $I(x, y)$ son las intensidades emergentes de los píxeles $1, 2, \dots, x$.

La señal LII se corrige píxel por píxel, a lo largo de la línea de visión a determinada altura sobre la llama, considerando la atenuación previa acumulada hasta el píxel que se desea corregir. Es necesario mencionar que los valores de f_v se han obtenido a partir del método de extinción de luz, después de aplicar el método de deconvolución de Abel, y que por lo tanto, se han tenido que discretizar para que tengan valores que correspondan a cada posición de los píxeles de la imagen. De esta forma es posible calcular la intensidad que recibe cada píxel en cualquier posición del camino óptico del láser. Estas consideraciones se tienen en cuenta para obtener la matriz de coeficientes para la corrección por absorción de señal láser:

$$C_{abs}(x, y) = \exp \left[\frac{6\pi E(m_{soot})d}{\lambda_a} \sum_{j=1}^{j=x} f_v(j, y) \right] \quad (4.8)$$

- *Corrección de auto-absorción.* El fenómeno de la auto-absorción se da cuando la señal de incandescencia es atenuada por las mismas partículas de hollín contenidas entre el plano de iluminación láser y el sistema óptico de recepción. La auto-absorción en llamas turbulentas podría causar que zonas de la llama con altos niveles de concentración de hollín, apenas sean distinguibles en la imagen. Así, es conveniente desarrollar un método que permite minimizar esta pérdida de información. Para la corrección de la auto-absorción se utilizará una vez más la ecuación de Beer-Lambert. En la llama de etileno en el quemador, la simetría radial de las llamas laminares de este tipo permiten aplicar las correcciones de una forma sencilla. En una llama laminar, el hollín está distribuido radialmente de acuerdo a anillos concéntricos de iso-concentraciones, lo cual representa la base del método de corrección. Cada uno de estos anillos representa un factor de atenuación, y para poder realizar la corrección a través de estos anillos es necesario conocer el camino óptico recorrido por la señal de radiación. Para simplificar el problema, se asume que la señal de radiación sigue una línea recta desde el centro de la llama hasta el sistema de recepción de imágenes. Esta suposición es razonablemente válida ya que el ángulo sólido de visualización es lo suficientemente pequeño. La señal de radiación LII que se genera en el interior de la llama atraviesa el anillo r , el cual se corrige de acuerdo a la ley de Beer-Lambert y que tiene como camino óptico $L(x, r)$. Al adaptar la ecuación (4.8) para este caso, la matriz de corrección para el caso de auto-absorción viene dada

por:

$$C_{self}(x, y) = \exp \left[\frac{6\pi E(m_{soot})}{\lambda_t} \sum_{r=x-1}^{r=1} [L(x, r) f_v(r, y)] \right] \quad (4.9)$$

donde λ_t = longitud de onda para la recepción de señal LII,
siendo $\lambda_t = 400$ nm.

De igual que en la sección anterior, se utilizan los valores de f_v obtenidos a partir del método de extinción de luz.

- Método de calibración 2: Única medida con extinción de luz.**
 Para este procedimiento, se ha implementado un método desarrollado por Choi and Jensen [44] para la calibración de la fracción volumétrica de hollín. El método consiste en un rutina que relaciona los valores de la señal de LII y los ensayos con el método de extinción de luz en la cual se calcula una constante de calibración mediante un proceso iterativo. Este procedimiento tan solo necesita de una única medida de extinción de luz, la correspondiente al mismo perfil de intensidad LII sobre el diámetro de la llama. Así mismo, este procedimiento permite corregir la atenuación de la emisión térmica de LII causada por las partículas entre el plano de iluminación y el sistema de recepción (auto-absorción). Por consiguiente, la señal LII corregida se define como:

$$S'_{LII}(x, y) = S_{LII}(x, y) M_{comp}(x, y) C_{self}(x, y) \quad (4.10)$$

Para mayores detalles acerca de la implementación matemática del método se puede consultar las Refs. [44, 45].

- Corrección de auto-absorción por iteración:** De acuerdo a la ecuación (4.9), se requiere de los valores de la fracción volumétrica de hollín para poder calcular C_{self} . Este problema se soluciona con el uso de la ecuación (4.2), lo que hace posible reescribir la ecuación (4.9) de la siguiente forma:

$$C_{self}(x, y) = \exp \left[\frac{6\pi E(m_{soot})}{\lambda_t} \sum_{r=x-1}^{r=1} [L(x, r) C_{calib} S'_{LII}(x, y)] \right] \quad (4.11)$$

Y al sustituirla en la ecuación (4.10), tendríamos:

$$S'_{LII}(x, y) = S_{LII}(x, y)M_{comp}(x, y) \exp \left[\frac{6\pi E(m_{soot})}{\lambda_t} \sum_{r=x-1}^{r=1} [L(x, r)C_{calib}S'_{LII}(x, y)] \right] \quad (4.12)$$

En la ecuación anterior, los datos de entrada son la señal LII medida $S_{LII}(x, y)$, la matriz de compensación ($M_{comp}(x, y)$) y las propiedades ópticas del hollín. Hay dos datos desconocidos, la señal LII corregida $S'_{LII}(x, y)$ y la constante de calibración C_{calib} . Para poder determinar estas dos incógnitas se hace uso de la medida de extinción de luz medida sobre la misma cuerda diametral a la misma altura de la llama. Para ello, se debe de reescribir la ecuación (4.4) de la siguiente forma:

$$\sum_{x=1}^{x=N} f_v(x, y) = \frac{\lambda_t \ln \left(\frac{I}{I_0} \right)_{measured}}{6\pi E(m_{soot})d} \quad (4.13)$$

donde N = número total de píxeles sobre el perfil en el eje x
 d = camino óptico equivalente a la longitud de un píxel

Al introducir la ecuación (4.2) en (4.13):

$$C_{calib} \sum_{x=1}^{x=N} S'_{LII}(x, y) = \frac{\lambda_t \ln \left(\frac{I}{I_0} \right)_{measured}}{6\pi E(m_{soot})d} \quad (4.14)$$

De esta forma utilizando las ecuaciones (4.14) y (4.12) se pueden determinar los valores desconocidos de $S'_{LII}(x, y)$ y C_{calib} de forma iterativa.

4.5.3.2. Corrección de la lámina láser

Con el objetivo de estudiar el comportamiento de la señal LII a lo largo de toda la llama, fue necesario poner la cámara y el láser en dos posiciones diferentes dado que la resolución espacial de la cámara no era suficiente para registrar la totalidad de la llama. El láser utilizado en estos experimentos tiene un perfil pseudo-gausiano, por lo que la intensidad láser es mas alta en el centro del haz y decae gradualmente hacia la periferia del mismo. Las curvas

denominadas *inferior llama* y *superior llama* en la Figura 4.12 corresponden a los perfiles radiales de señal LII obtenidos a una altura de 30 mm sobre el quemador (para simplificar, denominaremos *altura sobre el quemador* como HAB). En esta gráfica se aprecia que para la misma altura sobre el quemador,

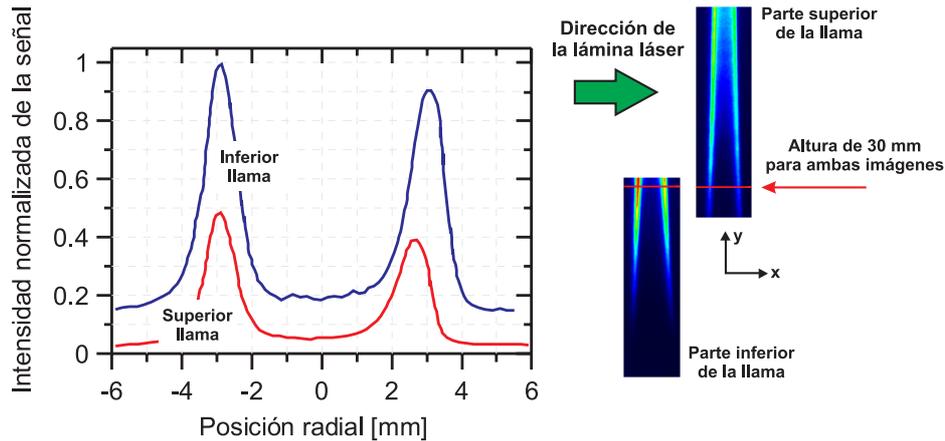


Figura 4.12: Efecto de la forma del perfil de la lámina láser sobre la señal de LII.

la señal LII es diferente diferente al cambio en la posición de la cámara y el láser, todo esto como consecuencia del perfil pseudo-gausiano del haz láser. De este modo, el perfil de irradiancia pseudo-gausiano del haz láser y las características geométricas (ángulo de apertura y espesor) de la lamina láser hacen que el valor de la irradiancia I_0 que llega a cada porción de la llama (representado en la imagen por un píxel), dependa de su posición en la lamina (x, y). Para corregir estas inhomogeneidades, se utilizó el mismo procedimiento desarrollado por Juliá [46] en su tesis doctoral. Así, en este trabajo se utilizan imágenes de absorción de la traza de la lámina láser en una cubeta de calibración con una disolución de baja concentración de Rodamina B (diluida en alcohol de alta pureza). En la Figura 4.13 (parte *a*) puede observarse un ejemplo de imagen de traza de la lámina láser utilizada en los experimentos. En esta imagen es posible observar tres fuentes de pérdidas de I_0 : la absorción por parte de la Rodamina B, el perfil del haz láser y la apertura de la lámina.

El interés de las correcciones se centra en las dos últimas fuentes de pérdidas y, por lo tanto, en primer lugar, es necesario corregir a la imagen de pérdidas por absorción. Es necesario hacer notar que es posible realizar en primer lugar la corrección de estas pérdidas debido a que la apertura de la lámina es pequeña. Para ello, se utiliza de nuevo la ley de Beer-Lambert y, por consiguiente, la señal de la traza de la lámina láser libre de pérdidas por

absorción, $S'_f(x, y)$, vendrá dada por,

$$S'_f(x, y) = S_f(x, y)e^{\alpha_r \rho_r L} \quad (4.15)$$

donde α_r = coeficiente de absorción de la Rodamina B,
171.086 cm²/mg para 532 nm

ρ_r = concentración de Rodamina B en la muestra,
12.5 x 10⁻⁵ mg/cm³

L = camino óptico del haz láser en el interior de la cubeta de calibración antes de llegar a la posición correspondiente al píxel (x, y) .

Una vez corregidas las pérdidas por absorción, la imagen $S'_f(x, y)$ es la traza de la lámina láser y, por lo tanto, es posible corregir los efectos del perfil del haz láser y la apertura de la lámina. Para corregir el efecto de la apertura de la lámina láser es necesario calcular la cintura del perfil del haz láser, $w(y)$, para cada fila de píxeles. A continuación, asumiendo el principio de conservación de la energía, es posible demostrar que el parámetro de corrección a aplicar en la fila y viene dado por la siguiente expresión,

$$CF_{apertura}(y) = \frac{w(y)}{w(y-1)} \quad (4.16)$$

Para corregir el perfil de haz láser es suficiente con encontrar la intensidad máxima de fluorescencia en cada fila de la imagen, $S_f(y)_{máx}$, y entonces convertir todos los píxeles de esa fila a ese valor máximo.

$$S''_f(x, y) = (S'_f(y))_{máx} \frac{w(y)}{w(y-1)} \quad (4.17)$$

De esta forma, es posible obtener una matriz de compensación de pérdidas de I_0 debidas a inhomogeneidades de la lámina láser por medio de procesamiento digital de imágenes. Esta matriz vendrá dada por,

$$M_{comp}(x, y) = \left(\frac{(S_f(y) \exp(-\alpha_r \rho_r L))_{máx}}{S_f(y)} \frac{w(y)}{w(y-1)} \right) \quad (4.18)$$

Obviamente, al tomar las imágenes de la traza de la lámina láser, es de suma importancia reproducir las mismas condiciones experimentales que serán utilizadas en los experimentos con chorros. Es importante hacer notar que mediante este procedimiento también se corrigen las posibles no-homogeneidades

en la respuesta de los píxeles de la ICCD, ya que son tomadas como parte de las de la lámina láser. Es posible realizar esta operación debido a que esta respuesta es una característica intrínseca de la ICCD y, por lo tanto, constante en todos los experimentos.

Las imágenes representadas en la Figura 4.13 son un ejemplo de corrección de lámina láser. La lámina láser entra en la cubeta de calibración por la parte superior de las imágenes. El área representada es de 50 x 50 mm y, mediante las correcciones efectuadas, es posible pasar de una desviación típica de un 23,5 % a una del 0.78 % en la zona central de la imagen.

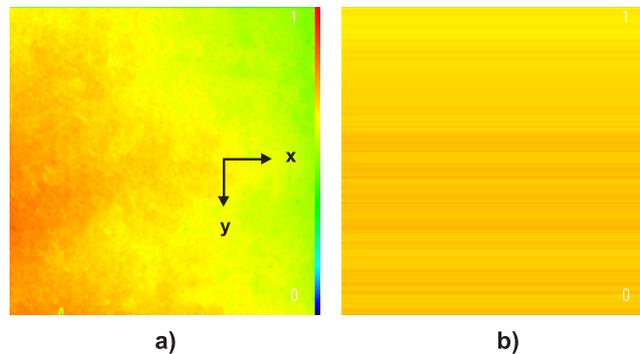


Figura 4.13: a) Traza del haz láser sin corregir, b) traza corregida. La lámina láser entra en la dirección del eje y .

4.5.4. Criterios para establecer la constante de calibración

Todos los procedimientos explicados anteriormente se pueden aplicar a toda la imagen, aunque los experimentos para la calibración se han centrado en la región 20-40 mm HAB ya que esta zona presenta los mayores gradientes en f_v . En la Figura (4.14) se muestra una serie de medidas mediante el método de extinción de luz. En la gráfica superior se muestran los valores integrados de los coeficientes locales de extinción para diferentes alturas sobre el quemador. En la parte inferior, se pueden observar los valores de la fracción volumétrica de hollín después de aplicar la inversión tomográfica, asumiendo para ello que la llama tiene simetría geométrica. Las distribuciones muestran un incremento en la atenuación de la luz a medida que aumenta la distancia sobre el quemador.

Los resultados obtenidos después de aplicar las metodologías descritas anteriormente se pueden apreciar en la Figura 4.15, al igual que se comparan con las medidas mediante el método de extinción de luz. De forma general,

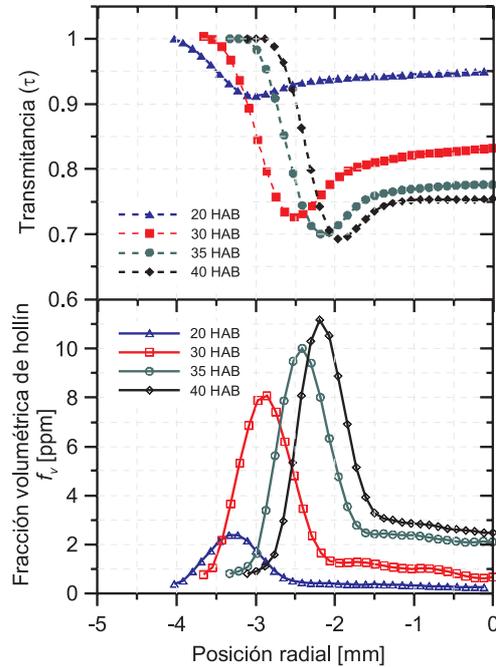


Figura 4.14: Comparación de las medidas de transmitancia y de fracción volumétrica de hollín (solo se ha representado el lado izquierdo, debido a la simetría geométrica).

parece existir un buen ajuste entre las medidas de extinción de luz y los perfiles de concentración radial mediante LII. Al considerar el **Método 1** y sin aplicar ningún procedimiento de corrección (sea absorción o auto-absorción), los valores máximos coinciden con los resultados obtenidos con la técnica de extinción en el lado izquierdo de la llama (zona de incidencia de la lámina láser, $r < 0$), aunque se observan algunas diferencias en el lado derecho de la llama. En la gráfica del medio, se ha representado un perfil de concentración de hollín mediante la aplicación del **Método 1**.

La aplicación de las correcciones propuestas en el **Método 1** reduce la diferencia entre los niveles máximos de concentración a cada lado del eje de simetría de la llama. Además, se observan algunas diferencias en la parte central de la llama (la región entre 1-3 mm a partir del eje de simetría de la llama) al aplicar el método de extinción de luz y la técnica LII. Esta disparidad en las medidas hacen parte de las incertidumbres de los métodos de medida empleados. El **Método2** parece subestimar los valores de la concentración de hollín en mayor proporción si se le compara con las medidas de extinción de luz.

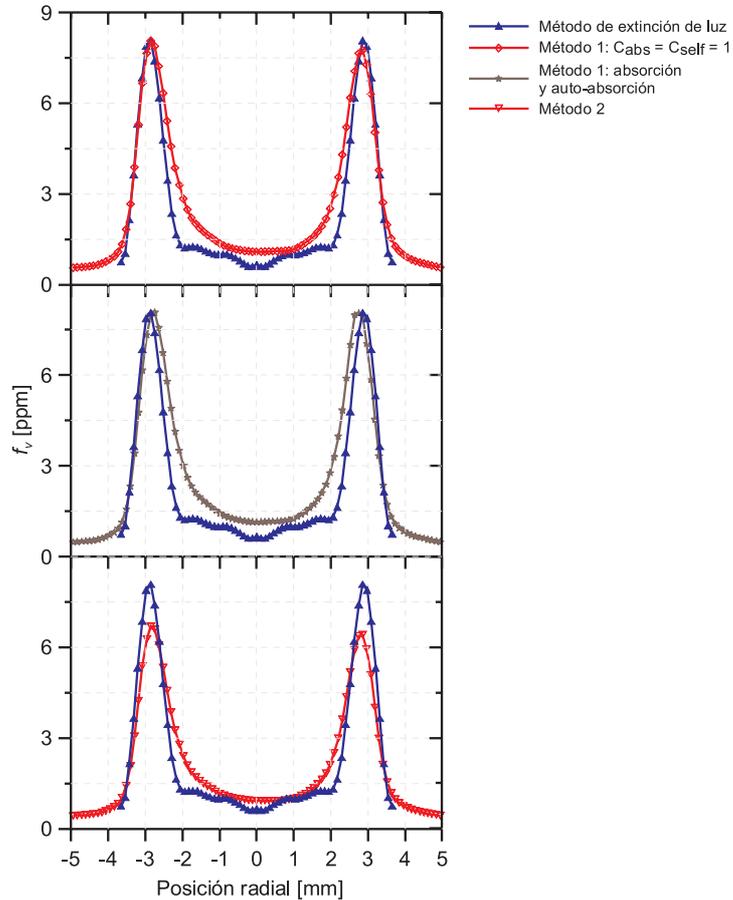


Figura 4.15: Comparación de los métodos de calibración para la señal de LII a 30 mm HAB.

Tanto el **Método 1** como el **Método 2** pueden alterar la forma del perfil en aquellas zonas con prolongados caminos ópticos y en la periferia de la llama, dada las altas concentraciones en esta zona. Con el objetivo de verificar que estas posibles alteraciones son mínimas para los ensayos en esta tesis doctoral, se ha definido el parámetro *factor de simetría* como la relación entre la concentración de hollín detectada en un píxel al lado izquierdo de la llama (zona de incidencia de la lámina láser) y su correspondiente valor al lado derecho de la llama. En la Figura 4.16 se ha representado el *factor de simetría* en función de la posición radial de la llama. Es conveniente mencionar que antes de la aplicación de los métodos de calibración y corrección en el perfil de

LII, ya existía una asimetría en los perfiles radiales. La posterior aplicación de los métodos de calibración y las correcciones presentan mínimas alteraciones en la simetría, tal y como se observa en la Figura 4.16.

A partir de estos resultados, se puede observar que la aplicación del **Método 1** con todas las correcciones presenta la mayor simetría, cumpliéndose esto para todo el rango de alturas sobre el quemador. El **Método 2** aplica la corrección por auto-absorción a la vez que calibra la señal LII, pero aún así, presenta una ligera asimetría. Consecuentemente, esto indica que la corrección por absorción es la responsable por el incremento de simetría en los perfiles radiales. Para simplificar los cálculos y evaluar la influencia de las correcciones,

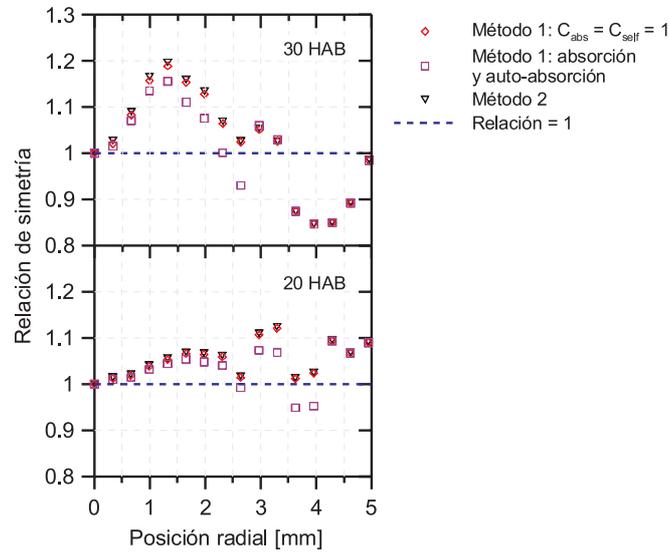


Figura 4.16: Influencia de los procedimientos de corrección en los perfiles radiales a ambos lados de la llama.

se ha implementado $C_{abs}(x, y) = C_{self}(x, y) = 1$ en la ecuación (4.6), lo que significa que no se ha aplicado ninguna corrección por absorción de señal (láser o LII) sobre la imagen LII.

Para estimar la influencia de las metodologías y las correcciones sobre los perfiles radiales, en la Figura 4.17 se muestran las diferencias entre los valores máximos de concentración a ambos lados del eje de simetría de la llama, y para diferentes alturas sobre el quemador. Además en esta figura, es posible distinguir que tanto el **Método 1** como el **Método 2** sin la aplicación de las correcciones de absorción láser o auto-absorción, presentan resultados muy similares. Se observa que al aplicar **Método 1** y considerando solamente la

corrección por absorción, la influencia de ésta es mínima sobre los resultados. Sin embargo, al aplicar todas las correcciones en el **Método 1**, se consiguen mejores resultados en términos de simetría de la información, que es lo que se espera en una llama laminar de este tipo. Esto confirma el hecho de que la corrección por absorción es el factor más influyente en la simetría de los resultados. Un análisis similar se ha representado en la Figura 4.18, la cual

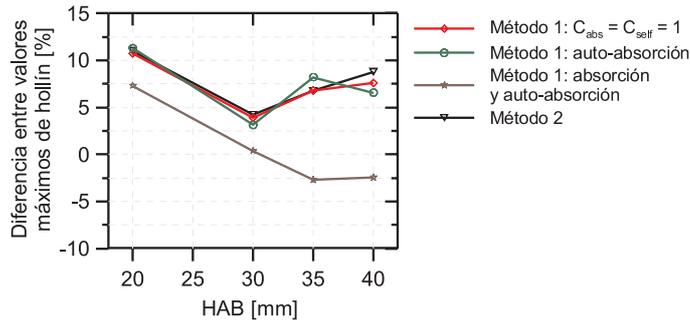


Figura 4.17: Influencia de los procedimientos de corrección sobre los valores máximos de concentración a ambos lados del eje de simetría de la llama.

muestra la razón entre la masa de hollín acumulada al lado izquierdo del eje de simetría de la llama (M_l) y el lado derecho (M_r). La masa acumulada de hollín se ha calculado mediante la suma de todos los valores de concentración de hollín desde el eje de simetría de la llama. Se observan que las tendencias de los resultados son similares a las presentadas en la Figura 4.17. En la Figura 4.19 se

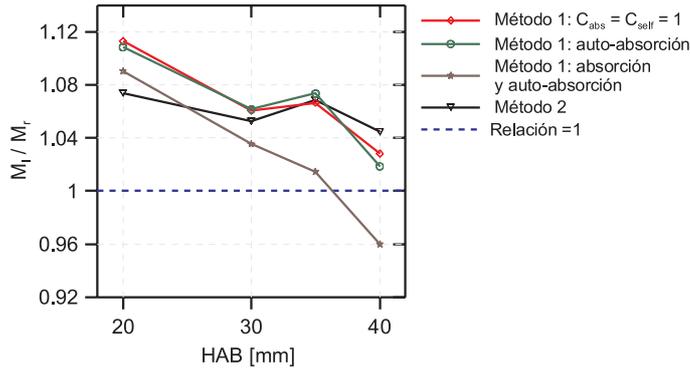


Figura 4.18: Relación entre la masa acumulada de hollín a ambos lados del eje de simetría de la llama.

han presentando los diferentes valores de la constante de calibración obtenidos a partir de las metodologías previamente descritas. A partir de ésta figura se puede observar que el **Método 2** presenta una mayor estabilidad en la constante de calibración sobre todo el rango de alturas evaluadas. Aún para el caso de 20 mm sobre el quemador, en el cual la concentración de hollín es baja, la diferencia con las otras constantes de calibración es mucho más pequeña que si se le compara con las demás metodologías. Es importante

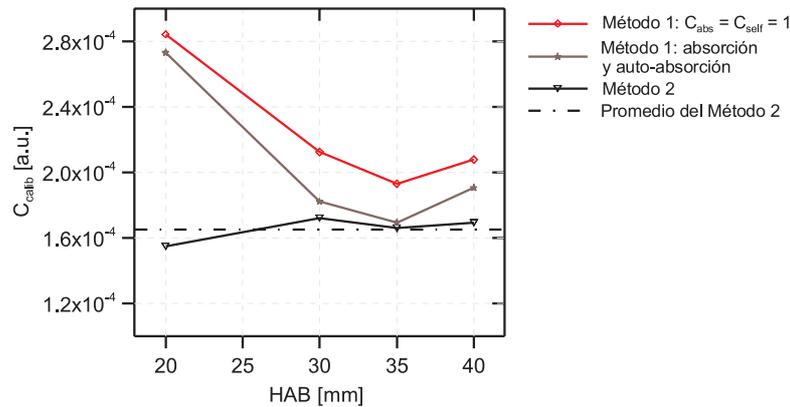


Figura 4.19: Variación de la constante de calibración para los diferentes métodos de calibración y corrección sobre la imagen LII.

enfaticar que, en promedio, las constantes de calibración obtenidas mediante el **Método 1** para el caso de 20 mm sobre el quemador, son aproximadamente el doble que las obtenidas con el **Método 2**, mientras que para las otras alturas aquí estudiadas, las diferencias se encuentran entre el rango del 2-25 %.

Desde un punto de vista global, el **Método 1** mejora la simetría de los resultados, y además presenta un mejor ajuste en las zonas con alta concentración de hollín. Ahora, si las medidas de LII se van a realizar en regiones donde se presume la existencia de altas concentraciones de hollín, se debería utilizar un valor promedio de la constante de calibración, ya que se ha mostrado que no es muy sensible a la cantidad de hollín. Sin embargo, para los casos donde los niveles de hollín sean bajos, se debería realizar una calibración adicional. Ahora, en cualquier caso, para los resultados aquí obtenidos con el **Método 1**, y aún en condiciones de baja concentración de hollín, parece que el **Método 1** es mejor que el **Método 2**, el cual siempre parece subestimar los niveles de concentración de hollín. Para las medidas de f_v en esta Tesis Doctoral, se ha seleccionado el valor promedio de C_{calib} , dada la presunción de altos niveles de hollín en las llamas Diesel en las condiciones de ensayo

seleccionadas para ésta investigación.

Considerar una metodología apropiada determinará el nivel de precisión en los resultados. Para los casos donde el nivel de incertidumbre en la medida es alto, como es el caso de la cámara de combustión de un motor Diesel, debido a los altos gradientes de presión y temperatura durante el ciclo de combustión, la inclusión de correcciones para la absorción y la auto-absorción requieren de consideraciones especiales tales como la falta de simetría espacial, la capacidad de reproducción de los fenómenos de forma repetitiva y un conocimiento *a priori* de los niveles de hollín en la llama.

4.6. Pre-procesado, segmentación y procesado de la información

- **Pre-procesado:** Antes del inicio de cada ensayo de LII, se han tomado imágenes de referencia para determinar la resolución espacial del sistema ($147\ \mu\text{m} \times 147\ \mu\text{m}$ para estos ensayos). Durante el procedimiento experimental, además de la toma de imágenes, se ha hecho un registro simultáneo de la presión de admisión, en el cilindro, en el escape, así como las temperaturas del aire de admisión y del combustible. La adquisición de imágenes ocurre, debido a limitaciones en el sistema, con una frecuencia del orden de 1 Hz. Debido a ello, las imágenes tomadas pertenecen a inyecciones diferentes, de ahí que se tomen 10 imágenes de cada instante de inyección, con lo que se puede estudiar el comportamiento medio de los fenómenos que ocurren en cada evento de inyección y su posterior combustión. Las fluctuaciones que se observen en los resultados serán, pues, resultado de la turbulencia y de la dispersión entre inyecciones, hecho que hay que tener en cuenta al analizarlos, tal y como se verá más adelante. El tiempo de exposición (para el intensificador) empleado en las imágenes es de 20 ns.
- **Segmentación y selección del umbral:** El primer paso para extraer información de las medidas de LII consiste en la representación de los valores registrados en el sensor de la cámara ICCD. Los resultados de esta investigación muestran imágenes que contienen los mapas de fracción volumétrica de hollín en un plano 2-D, tal como se muestra en la Figura 4.20. El proceso de segmentación representa uno de los pasos fundamentales dentro del procesado digital de imágenes. En la literatura se dispone de diferentes técnicas de segmentación que pueden ser aplicadas a este tipo de imágenes, aunque para este investigación se ha

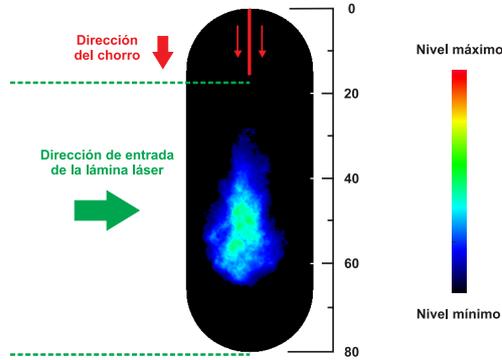


Figura 4.20: Mapa de la fracción volumétrica de hollín mediante LII. Las líneas discontinuas en verde representan los límites de la lámina láser y en la parte derecha se muestra la escala de colores que representa los niveles de f_v . El origen de los tiempos se toma al inicio electrónico de la inyección (ASOE, por sus siglas en inglés) (Imagen registrada a 3.2 ms ASOE, $P_{inj} = 700$ bar, $\rho_{aire} = 30$ kg m $^{-3}$, $\phi_{tob} = 115$ μ m).

optado por seleccionar un nivel de umbral fijo. Este nivel de umbral se ha aplicado a todas las imágenes LII con el fin de seleccionar solamente los píxeles con información y de separarlos del nivel de fondo de la imagen. Paralelamente a este proceso, se ha aplicado un nivel de umbralización sectorizada para eliminar los posibles reflejos de luz en las aristas de la cámara de combustión. En la Figura 4.21 se puede apreciar un ejemplo del efecto de la selección del umbral. Para el procesamiento digital de las imágenes en esta tesis doctoral, se ha seleccionado un umbral fijo para todos los casos, donde no se tienen en cuenta los píxeles con información por debajo del 10 % del valor máximo de cada imagen individual. Al utilizar un único nivel de umbral para todas las imágenes se corre el riesgo de perder información, particularmente en las regiones donde haya poca concentración de hollín. Este caso se da particularmente en la parte inicial del proceso de formación del hollín y en la parte final del proceso de oxidación. Cada grupo de imágenes ha sido inspeccionado visualmente para evaluar la vulnerabilidad a la pérdida de información debido a la aplicación del umbral fijo seleccionado. A modo de ejemplo, en la Figura 4.22 puede verse la representación de la intensidad total de la imagen y el área de píxeles activos. En esta gráfica, se observa una relación de tipo lineal entre la intensidad total de la imagen y el área activa, lo que indica que el gradiente representaría una medida de la concentración promedio de hollín. Las imágenes individuales de LII presentan tres tipos de variaciones: variación en el retraso de la autoen-

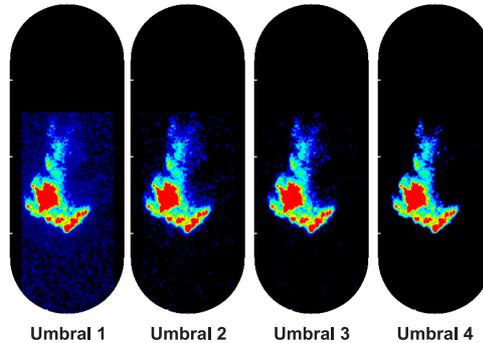


Figura 4.21: Influencia del nivel de umbral para la segmentación de imágenes individuales. El valor seleccionado para el umbral ha sido Umbral 3. (Imágenes registradas a 3.2 ms ASOE, $P_{inj} = 700$ bar, $\rho_{aire} = 30$ kg m⁻³, $\phi_{tob} = 115$ μ m).

cendido, la posición del chorro relativa a la lámina lámina láser (la cual es fija) y la tasa de combustión. Las relaciones lineales de la Figura 4.22 indican que el promedio de la señal LII tiene significado cuando hay una relación entre la intensidad y el área en cada repetición individual del mismo grupo de repeticiones, a pesar de la variabilidad de la formación del chorro y el proceso de combustión.

- Procesado:** Una vez se ha obtenido la imagen LII libre de reflejos y separada del fondo, se aplican una serie de operaciones que permiten estimar la fracción volumétrica de hollín, y con el uso de las imágenes de Rayleigh, se obtiene información adicional del diámetro y número relativo de partículas. Como resultado del procesamiento de la información se obtienen perfiles de axiales y radiales de f_v , límites de la penetración de la nube de partículas, entre otros. Dado que durante los ensayos es necesario obtener una gran cantidad de imágenes, es necesario obtener una imagen promedio y su correspondiente imagen de desviación estándar. Como herramienta adicional para el análisis estadístico de los resultados, se plantea un nuevo concepto llamado *mapas de probabilidad*, el cual se explicará más adelante en éste capítulo.

4.7. Aplicación de los procedimientos de corrección para la combustión turbulenta

Una vez obtenido el valor de C_{calib} a partir de la calibración realizada en el apartado 4.5.4, se hace necesario realizar correcciones en las imágenes

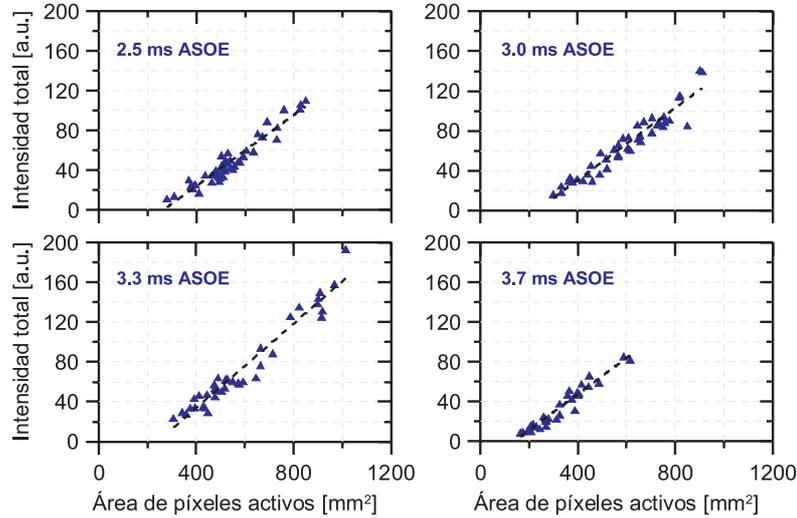


Figura 4.22: Relación entre la intensidad de la señal LII y el área para la determinación de la concentración de hollín. (Condiciones operativas: $P_{inj} = 700$ bar, $\rho_{aire} = 30$ kg m^{-3} , $\phi_{tob} = 115$ μm).

obtenidas debido a la dependencia que presenta este valor con (x, y) . Los motivos por los cuales este parámetro no es constante pueden ser divididos en dos grupos, inhomogeneidades y fluctuaciones en la intensidad láser debidas al sistema de iluminación y pérdidas de señal (tanto láser como LII) producidas por la nube de partículas de hollín. En este apartado trataremos el segundo grupo de correcciones, todas ellas relacionadas directamente con la nube de partículas y su interacción con la luz. De este modo, los métodos de corrección aquí propuestos, en su mayoría basados en técnicas de procesamiento digital de imágenes, darán lugar a correcciones locales en cada caso y, en consecuencia, son características de cada uno de ellos.

Para la implementación de las correcciones de la señal LII en el caso de la combustión turbulenta, se ha tomado como referencia la ecuación (4.1), la cual establece la relación entre los factores de corrección y la intensidad de la señal LII. Para este caso específico de combustión turbulenta aparece un nuevo término denominado C_{LII} , el cual representa el factor de corrección en la integral de la señal LII debido al cambio en las condiciones termodinámicas en la cámara de combustión. Teniendo en cuenta estas consideraciones, podemos establecer nuevamente la siguiente relación entre la fracción volumétrica de hollín (f_v) y la señal de incandescencia (S_{LII}) para una determinada posición (x, y) sobre la imagen:

$$f_v(x, y) = C_{prop}C_{LII}K_{opt}(x, y)M_{comp}(x, y)C_{abs,turb}(x, y)C_{self,turb}(x, y)S_{LII}(x, y) \quad (4.19)$$

donde $C_{abs,turb}(x, y)$ = matriz de corrección para la absorción de la lámina láser en condiciones de combustión turbulenta
 $C_{self,turb}(x, y)$ = matriz de corrección para la auto-absorción de la señal LII en condiciones de combustión turbulenta
 C_{LII} = factor de corrección de la señal LII debido a cambios en las condiciones termodinámicas

En las siguientes subsecciones se explicarán detalladamente cada uno de los términos que componen esta ecuación y se darán los argumentos físicos que justifican cada una de las correcciones.

4.7.1. Consideraciones acerca de la repetibilidad del fenómeno

Las imágenes obtenidas en el interior del cilindro mediante la técnica LII presentan fluctuaciones ciclo a ciclo, debido a la naturaleza turbulenta de la combustión Diesel y al uso de fuentes láser del tipo Nd:YAG. En la Figura 4.23 se pueden observar varias repeticiones de LII(imágenes instantáneas), al igual que una imagen media y su correspondiente desviación típica. Estas fluctuaciones se acentúan aún más por el hecho de que la técnica LII proporciona mapas de concentraciones de una sección muy fina de la llama. Aunque con el uso de la visualización convencional o de alta velocidad tan solo se observan pequeñas variaciones en la estructura de la llama, existen variaciones en las posiciones espaciales que contienen las regiones más densas de hollín.

Según lo anterior, y con el objetivo de optimizar el procedimiento experimental, es necesario estimar un rango de número de imágenes para cualquier punto experimental para así disponer de una información consistente sobre las características de la formación del hollín. En los experimentos realizados en esta tesis doctoral, se ha trabajado con imágenes medias. Para ello, es necesario, en primer lugar, conocer el mínimo número de imágenes necesarias para evitar los problemas debidos a las fluctuaciones. Es posible calcular este número tomando imágenes en un determinado punto de funcionamiento, y tomando un determinado número de repeticiones. De esta forma, midiendo la intensidad media de estas imágenes individuales para diferente número de imágenes, es posible estimar el número mínimo de imágenes necesarias para que el valor

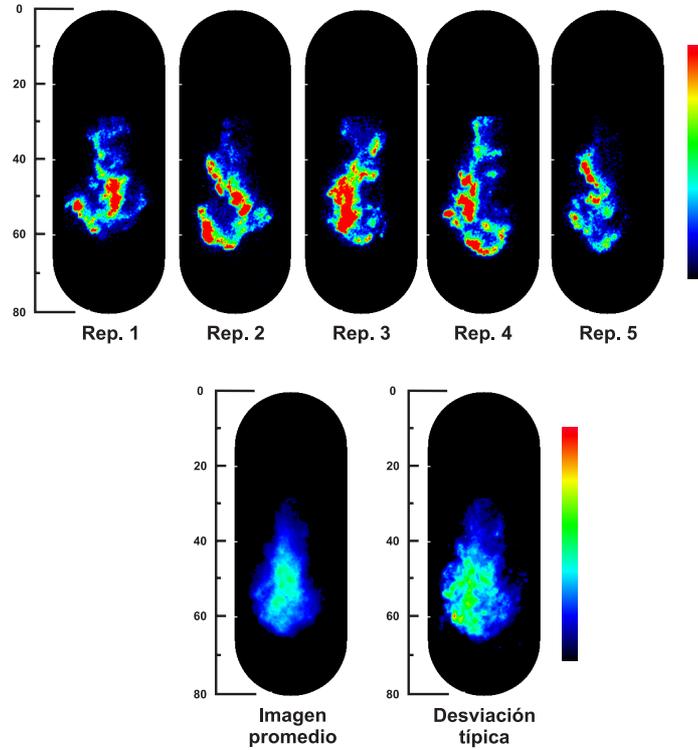


Figura 4.23: Imágenes individuales (parte superior), imagen promedio de por lo menos 50 imágenes (parte inferior izquierda) y correspondiente imagen de desviación típica. (Imágenes registradas a 2.5 ms ASOE, $P_{inj} = 700$ bar, $\rho_{aire} = 30$ kg m⁻³, $\phi_{tob} = 115$ μ m).

de la intensidad media no varíe sustancialmente. Para simplificar la representación y el análisis de los datos, en la Figura 4.24 se ha representado la intensidad media para diferentes números de imágenes promediadas. La intensidad media proporciona un indicador relativo de la cantidad de hollín en cada grupo de imágenes. Los resultados obtenidos, representados en la Figura 4.24, muestran que a medida que el tamaño del grupo de imágenes aumenta desde 1 hasta 50, la intensidad media del grupo converge rápidamente. A partir de estos resultados, se ha determinado que el número mínimo de imágenes a tomar es de 50, con un coeficiente de variación del 2%. Todas las imágenes han sido revisadas manualmente para asegurarse de que han sido grabadas debidamente y que la repetibilidad del fenómeno es la adecuada.

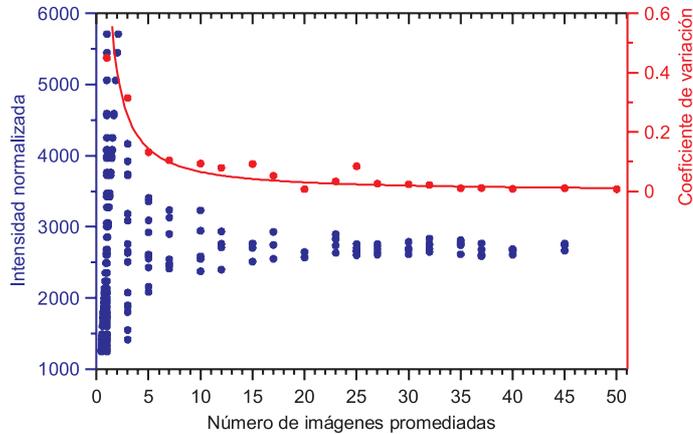


Figura 4.24: Influencia del número de imágenes sobre el promedio de la intensidad de la imagen. Los puntos rojos indican el coeficiente de variación (relación entre la desviación estándar y la intensidad media) para cada grupo de imágenes. (Información extraída de imágenes registradas a 3.2 ms ASOE, $P_{inj} = 700$ bar, $\rho_{aire} = 30$ kg m⁻³, $\phi_{tob} = 115$ μ m).

4.7.2. Mapas de probabilidad de concentración de hollín

A partir de las consideraciones anteriores, ha sido necesario desarrollar una herramienta adicional para el análisis de los campos de concentraciones a nivel espacial. Esta herramienta es de tipo estadístico y consiste en elaborar una imagen que contiene el nivel de probabilidad de ocurrencia de hollín en cada punto de la imagen. Esta imagen, denominada *mapa de probabilidad* se calcula al sumar en cada posición espacial de la imagen el número de repeticiones que tienen información por encima del umbral de hollín y posteriormente dividir entre el número total de repeticiones. En la Figura 4.25 se puede observar un mapa de concentraciones de hollín y su respectivo mapa de probabilidad. Esta figura confirma la consideración inicial sobre la alta fluctuación de las zonas con alta concentración de hollín de un ciclo a otro, aunque dentro de un área restringida.

4.7.3. Corrección por absorción

Una vez que se ha obtenido el factor de corrección debido a las inhomogeneidades de la lámina láser, es posible corregir las pérdidas por absorción en las imágenes de LII. Para ello, la imagen de LII se lee columna a columna (eje y) y a cada píxel se le aplica un factor de corrección que dependerá de la

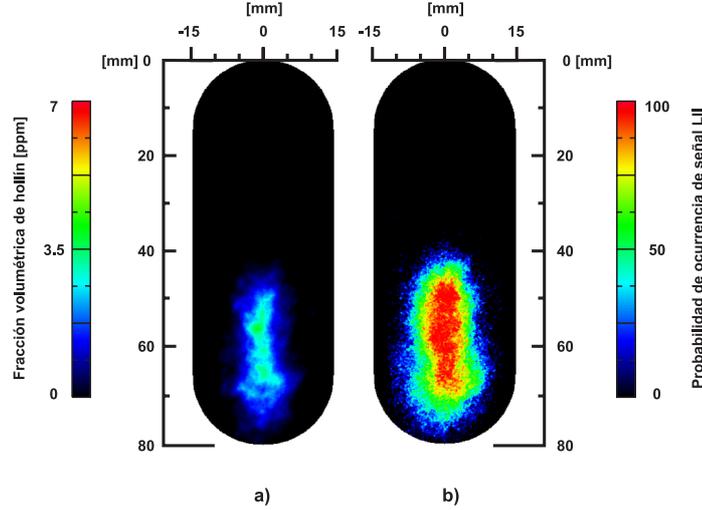


Figura 4.25: a) Fracción volumétrica de hollín en una llama Diesel turbulenta. En b) ejemplo de la distribución de probabilidades para la fracción volumétrica de hollín presentada en a). (Imágenes registradas a 3.5 ms ASOE, $P_{inj} = 700$ bar, $\rho_{aire} = 30$ kg m^{-3} , $\phi_{tob} = 115$ μm).

estadística de ocurrencia de información en dicha posición (relacionada con el mapa de probabilidad) y de los valores de concentración volumétrica de hollín. Este factor de corrección está definido por la siguiente ecuación:

$$C_{abs,turb}(x, y) = \exp \left[\frac{6\pi E(m_{soot})}{\lambda_a} d \sum_{j=1}^{j=x-1} (f_v(j, y) P_{LII}(j, y)) \right] \quad (4.20)$$

donde $P_{LII}(x, y)$ representa la probabilidad de que el píxel (x, y) tenga información de la señal LII. Como primera hipótesis, este método asume que el camino óptico de atenuación es función de la probabilidad de ocurrencia que existe en cada píxel, y así, su posible contribución a la atenuación en el recorrido de la señal láser. Los valores utilizados para calcular $C_{abs,turb}(x, y)$ son los mismos utilizados para las correcciones aplicadas al caso de la llama de difusión laminar ($m_{soot} = 1,57 - 0,56 \cdot \hat{i}$ para todo el rango visible [47]; $\lambda_a = 532$ nm; $d = 147$ μm).

Con el objetivo de evaluar el efecto de la aplicación de este factor de corrección, en la Figura 4.26 se puede observar el perfil original de la fracción volumétrica de hollín sobre el perfil axial simétrico (círculos negros sólidos) y el perfil corregido por absorción láser (rombos rojos sólidos). En esta figura podemos observar que el efecto de la corrección por absorción es bastante

débil, cercano a una variación del 3-4% en las zonas con mayor concentración de hollín. Como era de esperarse, el efecto de la corrección parece ser más evidente en las zonas de alta concentración de hollín (región central de la llama), mientras que en las zonas de baja concentración de hollín y baja probabilidad de ocurrencia de señal LII, tal y como se puede apreciar en el mapa de probabilidad, el efecto de la corrección es casi nulo.

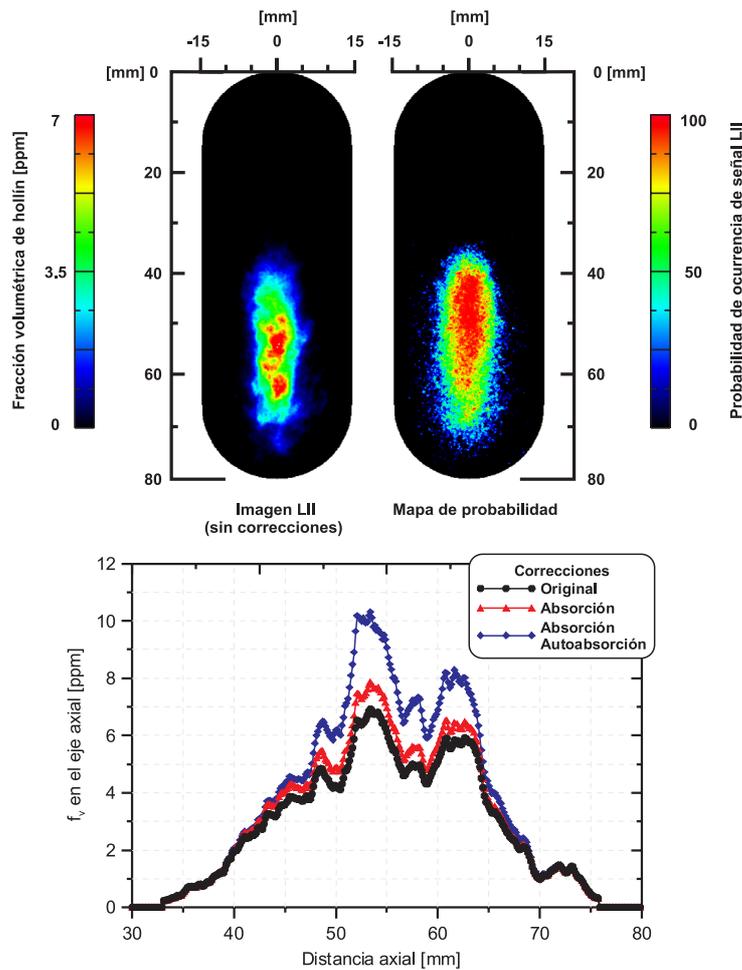


Figura 4.26: Parte superior: Imagen LII sin correcciones y su respectivo mapa de probabilidad. Parte inferior: Influencia de los factores de corrección por absorción (triángulos rojos sólidos) y auto-absorción (rombos azules sólidos) sobre el perfil de la fracción volumétrica de hollín en el eje de simetría axial. (Datos extraídos de imágenes registradas a 3.1 ms ASOE, $P_{inj} = 1100$ bar, $\rho_{aire} = 35$ kg m^{-3} , $\phi_{tob} = 115$ μm).

4.7.4. Corrección por auto-absorción

Para compensar las pérdidas producidas por auto-absorción debido a las partículas de hollín, es posible utilizar la ley de Beer-Lambert, pero es necesario relacionar la luz capturada por la ICCD con los campos de concentración. Para ello, en esta tesis doctoral, se ha desarrollado un método de corrección basado en los mapas de probabilidad, el cual es un método relativamente sencillo de implementar mediante procesado digital de imágenes y que, además, parece ofrecer buenos resultados. Para el caso de la combustión turbulenta, el factor que permite corregir las pérdidas asociadas a la auto-absorción de señal LII está definido por:

$$C_{self,turb}(x, y) = \exp \left[\frac{6\pi E(m_{soot})}{\lambda_t} \sum_{r=x-1}^{r=1} (L(x, r) f_v(r, y) P_{LII}(r, y)) \right] \quad (4.21)$$

Los efectos de esta implementación se pueden apreciar en la Figura 4.26. Se observa claramente el mayor efecto de éste método, en el cual se alcanzan niveles de corrección de hasta un 10 % en las zonas con mayor concentración de hollín. A partir de estos resultados, se ha implementado el uso de la corrección por absorción y auto-absorción para todas las imágenes obtenidas mediante LII. De igual forma, se ha realizado un análisis sobre la influencia en el orden de aplicación de los métodos aquí propuestos, del cual se puede concluir que no existe relevancia en el orden de aplicación de los mismos.

4.7.5. Corrección por presión y temperatura del gas ambiente

Tal y como se ha mencionado en el apartado 3.5.2, las medidas cuantitativas de la fracción volumétrica de hollín se obtienen al relacionar las señales obtenidas en el medio a estudiar utilizando el mismo sistema experimental, previamente calibrado con una fracción volumétrica de hollín conocida. Esta metodología se basa en un amplio conocimiento de la relación exacta entre las señales generadas en los dos sistemas, información que generalmente no se encuentra disponible o que es difícil de interpretar. Por lo tanto, se deben plantear ciertas consideraciones de carácter teórico y experimental. La primera de ellas determina el conocimiento de la relación entre la concentración de hollín y la señal LII. Este aspecto de la técnica ya se ha discutido en la sección 3.5.2. La segunda consideración establece que el hollín producido en los dos sistemas tienen características similares, incluyendo las propiedades ópticas. Otra consideración indica que los efectos debidos a la atenuación de la energía

del pulso láser y de la señal incandescente, se pueden corregir mediante un debido tratamiento de las señales recolectadas. Finalmente, se considera que la señal de respuesta del hollín en los dos sistemas no difiere debido a las diferencias en las condiciones termodinámicas del aire que rodea las partículas (básicamente, presión y temperatura ambiente).

Es preciso mencionar que las imágenes cuantitativas de la fracción volumétrica de hollín se obtuvieron mediante la relación directa de la señal obtenida en una llama de etileno con diferentes condiciones termodinámicas. La temperatura estimada en el punto de calibración en la llama de etileno es del orden de los 1800 K, basándose en el estudio de Santoro [33]. La temperatura y presión promedio en el interior de la cámara de combustión varían en función del tiempo, tal y como se muestra en la Figura 4.27.

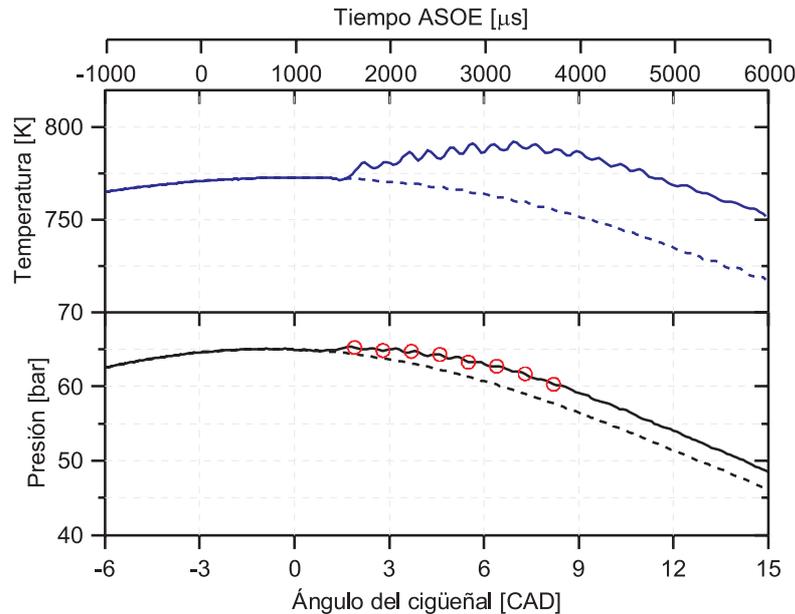


Figura 4.27: Evolución temporal de las condiciones termodinámicas en el interior de la cámara de combustión. **Arriba:** desarrollo de la temperatura estimada en arrastre (discontinua) y en combustión (continua). **Abajo:** desarrollo de la presión en arrastre (discontinua) y en combustión (continua). Los círculos vacíos indican los puntos de medición mediante la técnica LII. (Datos extraídos para $P_{inj} = 700$ bar, $\rho_{aire} = 30$ kg m⁻³, $\phi_{tob} = 115$ μ m).

Con el objetivo de visualizar los efectos de la influencia de estos parámetros en la señal LII, se ha utilizado el modelo propuesto en la sección 3.5.1 para calcular y evaluar la respuesta LII con resolución temporal y en función

de la configuración experimental. Las simulaciones presentadas simulan una excitación láser de 532 nm, una lámina gaussiana como perfil espacial de excitación y una estimación de un pulso energético con una fluencia láser de $\sim 0.5 \text{ J cm}^{-2}$. La sensibilidad espectral del sistema detector se modeló a partir de las curvas de transmisión de los componentes ópticos empleados en la experimentación. Los resultados de dicha simulación se pueden observar en la Figura 4.28.

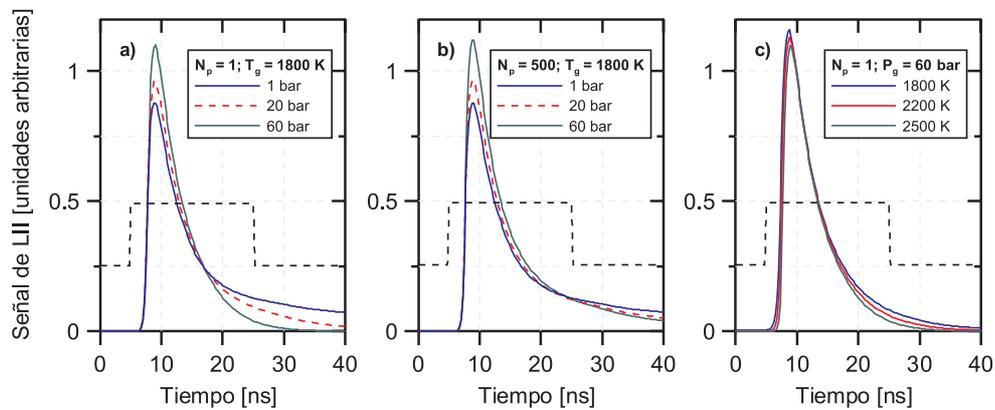


Figura 4.28: Señal LII simulada para diferentes presiones y temperaturas ambiente. El diámetro primario de partícula es de 30 nm. En (a) se varía la presión para una partícula aislada de hollín mientras se mantiene a una temperatura constante de 1800 K. En (b), se varía la presión para partículas de hollín modeladas como agregados con un $N_p = 500$ y $T_g = 1800 \text{ K}$. Finalmente, en (c) se muestra el caso para un presión de 60 bar y partículas aisladas de hollín con variación de la temperatura. Además se muestra para todos los casos, la representación gráfica de un tiempo de exposición de 20 ns.

Los resultados de la Figura 4.28(a) y 4.28(b) indican que la presión ambiente es un parámetro crucial en la caída de la señal LII, lo cual tiene su origen en el incremento de la tasa de conducción de calor debido al incremento de la presión. El nivel de agregación puede influir en la reducción de la tasa de transferencia conductiva debido al efecto *shielding* de las partículas de hollín (sección 3.5.1.1). La Figura 4.28(c) muestra que la influencia de la temperatura ambiente tiene poca relevancia en el tratamiento experimental. Las pequeñas discrepancias observadas se explican por las diferentes temperaturas máximas alcanzadas en las alas de la distribución espacial del perfil gaussiano.

Ahora, si relacionamos las señales LII obtenidas en las condiciones de presión y temperatura del motor con aquellas obtenidas en el sistema de cali-

bración sin compensar los efectos mencionados anteriormente, los resultados podrían introducir un error considerable. En la Figura 4.29 se muestra el error relativo calculado como una función del tiempo de exposición (tiempo de excitación de intensificador) y de la presión en el interior de la cámara de combustión, todo ello para las condiciones termodinámicas mostradas en la Figura 4.27.

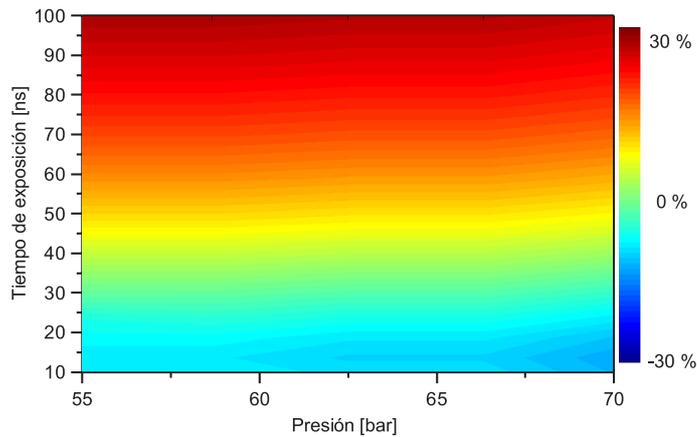


Figura 4.29: Error relativo estimado en la señal LII debido a la diferencia en las condiciones termodinámicas ente la llama de calibración y las condiciones en el motor. El diámetro primario de partícula es de 30 nm. Las partículas de hollín han sido modeladas con $N_p = 500$ y $T_g = 800$ K.

Para la Figura 4.29 se ha considerado el error relativo con signo positivo cuando el nivel de la señal en el motor es menor que la correspondiente señal en la llama de calibración (siempre para la misma cantidad de hollín considerada). El cálculo del error relativo permite estimar el valor de la constante de corrección C_{LII} . A partir de esta gráfica es posible decir que el error será mínimo con tiempos cortos de exposición, y que además el error se incrementa a medida que se aumenta el tiempo de exposición, todo ello como resultado de la dependencia en la caída de la señal LII, y especialmente cuando no se logra capturar el inicio y el punto máximo de excitación de incandescencia.

4.8. Medidas simultáneas de LII y LES

Anteriormente se ha demostrado que bajo ciertas condiciones, la señal de LII es proporcional a la fracción volumétrica de hollín. Lo anterior se puede simplificar de la siguiente forma:

$$S_{LII} = \eta_{LII} f_v \quad (4.22)$$

donde η_{LII} es una constante de proporcionalidad obtenida experimentalmente. Ahora, es conveniente mencionar algunos aspectos importantes en los sistemas cargados de partículas de hollín, particularmente aquellos relacionados con las características de las partículas en el régimen de Rayleigh y la distribución de partículas. Esto nos permitirá utilizar algunas herramientas teóricas para el cálculo de los mapas de diámetro relativo y número relativo de partículas.

Los sistemas de combustión comúnmente generan partículas de hollín en un amplio rango de tamaños, lo cual influye en la interpretación de los resultados obtenidos. Por ello es necesario el uso de la distribución de tamaño de partículas, $P(D_p)$, tema ampliamente tratado en [48–51], la cual es la distribución de probabilidad de que una cierta partícula de tamaño D_p exista dentro del conjunto de partículas. Las propiedades generales (o totales) del sistema serán por lo tanto, los valores obtenidos por la integral de la cantidad deseada sobre todos los tamaños posibles en la muestra. Ahora, la aplicación de esta teoría al conjunto de distribuciones polidispersas de partículas (como las existentes en las llamas), implica el uso de una variedad de relaciones de momentos relacionados con el diámetro, comúnmente denominados D_{ij} , los cuales vienen dados por la siguiente expresión:

$$D_{ij}^{i-j} = \frac{\int_0^{\infty} P(D_p) D_p^i dD_p}{\int_0^{\infty} P(D_p) D_p^j dD_p} \quad (4.23)$$

En la literatura suelen aparecer tres relaciones de momentos: el diámetro aritmético medio D_{10} , el diámetro volumétrico medio D_{30} , y D_{63} , el cual representa la relación entre el sexta y tercera relación del momento de la partícula, y el cual es comúnmente utilizado en la teoría de Rayleigh, aunque aún no está clara su interpretación física.

Siguiendo un procedimiento similar al de los trabajos de Dobbins [52], Santoro [32] y Pinson [53, 54], se establecen las relaciones más relevantes de la teoría de Rayleigh mediante las siguientes ecuaciones:

$$f_v = \frac{\lambda K_{ext}}{6\pi E(m_{soot})} \quad (4.24)$$

$$D_{63} = \lambda_a \left[\frac{4E(m_{soot}) Q_{vv}(90^\circ)}{\pi^2 F(m_{soot}) K_{ext}} \right]^{1/3} \quad (4.25)$$

donde $Q_{vv}(90^\circ)$ representa la dispersión volumétrica transversal obtenida en un plano vertical a 90° y teniendo como origen un haz láser verticalmente polarizado. Además, $F(m_{soot})$ es al igual que $E(m_{soot})$, una función del índice refractivo del hollín, la cual viene dada por

$$F(m_{soot}) = \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right|^2 \quad (4.26)$$

Además es posible establecer la relación entre Q_{vv} y la señal de dispersión láser (S_{LES}) mediante:

$$S_{LES} = \eta_{LES} Q_{vv} \quad (4.27)$$

donde η_{LES} es una constante de proporcionalidad obtenida experimentalmente. Diferentes experimentos en llamas y sistemas fluidodinámicos con altas cargas de hollín y altas concentraciones de partículas [34, 55–61], muestran que la distribución de tamaño de partículas sigue una distribución log-normal, cuya ecuación generalizada está dada por:

$$P(D_p) = \frac{1}{\ln(\sigma_g) D_p \sqrt{2\pi}} \exp \left[- \left(\frac{\ln(D_p/D_g)}{\ln(\sigma_g) \sqrt{2}} \right)^2 \right] \quad (4.28)$$

donde σ_g es la desviación estándar geométrica de la distribución, la cual determina el ancho de la distribución de partículas, D_g representa la media geométrica del diámetro de las partículas. Considerando lo anterior, es posible estimar la densidad de partículas en el volumen de control mediante la siguiente expresión:

$$N_p = \frac{6f_v e^{9\sigma_g^2}}{\pi D_{63}^3} \quad (4.29)$$

Otra propiedad interesante de la distribución log-normal viene dada por la expresión que permite relacionar las diferentes relaciones de momentos entre sí, la cual viene representada por:

$$D_{ij} = D_g \exp \left(\frac{i+j}{2} \sigma_g^2 \right) \quad (4.30)$$

A partir de la expresión anterior, tendremos la posibilidad de relacionar el diámetro aritmético medio D_{10} con la relación entre el sexta y tercera relación del momento de la partícula, obteniendo la siguiente expresión:

$$D_{10} = D_{63} e^{-4\sigma_g^2} \quad (4.31)$$

Generalmente el valor de σ_g oscila entre los valores de 0.2 y 0.7, dependiendo de las condiciones en la llama¹⁴. A lo largo del desarrollo de esta tesis, usaremos el término D_{10} para referirnos al diámetro medio relativo, haciendo uso de la relación existente entre éste término y D_{63} dada por la ecuación (4.31). Conviene señalar que aunque sería necesario conocer previamente el valor de σ_g , dicho valor no es relevante para esta investigación, dado que los resultados son relativos, y por lo tanto el factor de proporcionalidad no alterará la forma o tendencia de los resultados.

4.8.1. Cálculo de mapas de diámetro relativo de partícula

Los mapas de diámetro relativo de partículas proporcionan información acerca de la distribución espacial del tamaño de partículas, y para esta investigación en particular, los resultados obtenidos serán de carácter relativo, dado que no se realizó un proceso de calibración. Haciendo uso de las ecuaciones (4.22), (4.24), (4.27) y reemplazando en (4.25), obtenemos la siguiente relación:

$$D_{63} \approx \left(\frac{S_{LES}}{S_{LII}} \right)^{1/3} \quad (4.32)$$

En la Figura 4.30 se muestra un caso representativo de un mapa de fracción volumétrica de hollín y de un mapa de diámetro relativo medio a partir de las medidas simultáneas de LII y LES. En esta gráfica se evidencia que no necesariamente la zona con mayor cantidad de hollín es la zona que contiene los diámetros mayores. Con esta herramienta podremos analizar la evolución de los procesos de formación/oxidación de hollín en la cámara de combustión, y a partir de una serie de datos extraídos de las imágenes nos permitirá plantear un análisis más detallado de la influencia de las condiciones experimentales.

4.8.2. Cálculo de mapas de número relativo de partículas

De manera similar, los mapas de diámetro de número relativo de partículas proporcionan información acerca de la distribución espacial de la cantidad de partículas en un determinado volumen de control, y al igual que en el apartado anterior, los resultados obtenidos serán de carácter relativo. Utilizando las ecuaciones (4.22) y (4.32) y reemplazando en (4.29), se establece que:

$$N_p \approx \frac{S_{LII}^2}{S_{LES}} \quad (4.33)$$

¹⁴Algunos autores [3, 53, 54] suelen considerar $\sigma_g = 0,28515$ para mantener la consistencia con otros estudios similares en llamas.

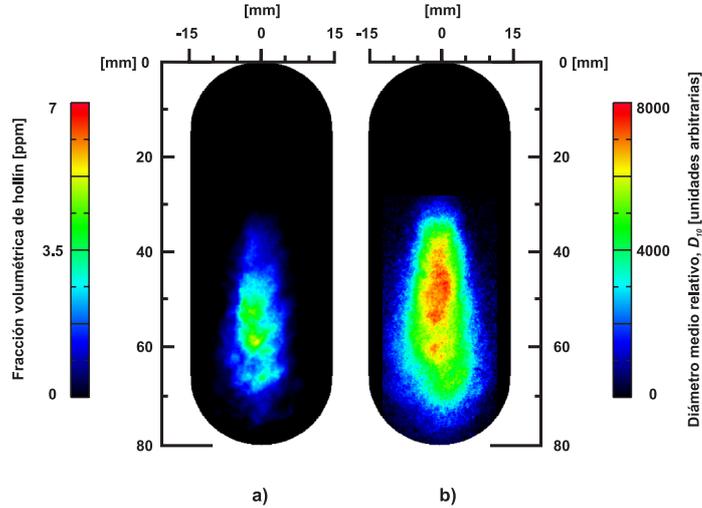


Figura 4.30: Representación bidimensional de a) fracción volumétrica de hollín en una llama Diesel turbulenta, b) mapa de diámetro relativo medio, D_{10} . (Imágenes registradas a 3.2 ms ASOE, $P_{inj} = 700$ bar, $\rho_{aire} = 30$ kg m $^{-3}$, $\phi_{tob} = 115$ μ m).

Un ejemplo de las imágenes obtenidas mediante la relación anterior se observa en la Figura 4.31. A partir de esta imagen se observan pequeñas zonas de gran concentración de partículas (valores altos de N_p), y una zona que contiene un número similar de partículas. El análisis de cada uno de los mapas de número relativo de partículas facilitará la interpretación física de los fenómenos de formación/oxidación de las partículas de hollín, el cual será tratado en el siguiente capítulo de esta tesis doctoral.

4.9. Sensibilidad de la técnica

Una vez que hemos obtenido la constante de calibración del sistema para las medidas de f_v , es conveniente estudiar la sensibilidad que tienen los resultados obtenidos con la calibración realizada. Para ello, se exponen se analizaran cuatro aspectos muy importantes dentro de la técnica LII en un sistema de combustión, y en este caso, un motor Diesel que se caracteriza por una combustión turbulenta, donde es necesario hacer uso de nuevas metodologías para el proceso y análisis de la información de los diferentes procesos que allí se desarrollan.

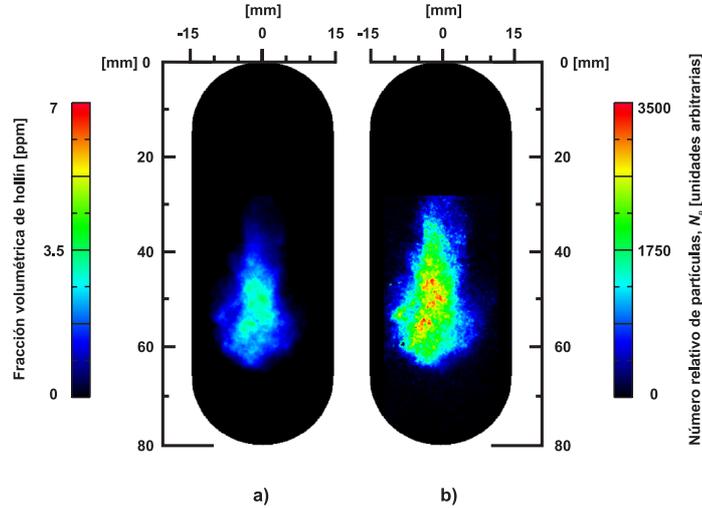


Figura 4.31: Representación bidimensional de a) fracción volumétrica de hollín en una llama Diesel turbulenta, b) mapa de número relativo de partículas, N_p . (Imágenes registradas a 2.5 ms ASOE, $P_{inj} = 700$ bar, $\rho_{aire} = 30$ kg m⁻³, $\phi_{tob} = 115$ μ m).

4.9.1. Efecto de la potencia láser sobre la señal de LII

Como ya se ha visto en el desarrollo de este capítulo, una de las hipótesis básicas de la técnica experimental desarrollada es que se trabaja en el régimen saturado de potencia para LII. Para comprobar este hecho es necesario medir la incandescencia para varios valores de la irradiancia láser incidente en la cámara de combustión. Como puede observarse en la Figura 4.32, es evidente una variación en la señal LII con la fluencia.

En otros tantos estudios mediante la técnica LII, tales el trabajo de Ni et al. [11], Wainner y Seitzman [62] y el de Delhay et al. [63], se observan curvas similares a la obtenida en esta investigación. En estas curvas se puede apreciar una zona con una respuesta lineal de la señal LII hasta un determinado valor de potencia, y luego se distingue una zona aparentemente *plana*. Además, después de cierto valor de fluencia, la señal LII comienza a disminuir para algunos casos. Como se puede observar en la Figura 4.32, el valor de fluencia láser promedio utilizada en esta investigación (~ 0.4 J cm⁻²) se encuentra ubicada en la zona *plana* de respuesta LII, donde las variaciones en la fluencia (intensidad del láser) afectan poco a la señal LII. No obstante, es importante señalar la existencia de diferentes procesos físicos involucrados durante esta variación de señal LII. De forma general, la independencia relativa de la señal respecto a la fluencia láser a partir de ~ 0.2 J cm⁻² oculta el hecho de que a ciertas

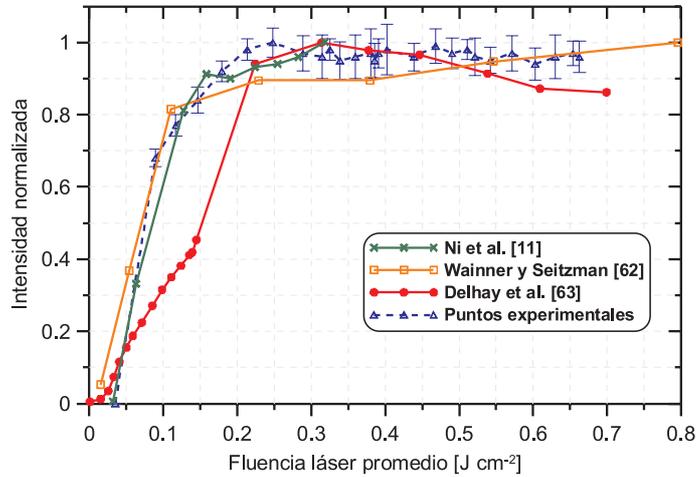


Figura 4.32: Comparación entre diferentes curvas de excitación experimentales de la señal LII en función de la fluencia láser para una lámina con perfil pseudo-gausiano. Las barras de error representan la desviación típica de la medida de señal de incandescencia de las imágenes individuales.

intensidades láser, empiezan a producirse drásticos cambios morfológicos en la estructura de las partículas, tal y como lo han demostrado los estudios de Vander Val y su grupo de colaboradores [64–66]. En este punto vale la pena aclarar que, siguiendo los objetivos claramente definidos en el **capítulo 1**, el análisis de la influencia de los cambios morfológicos en la medida de la fracción volumétrica de hollín está fuera del alcance de esta tesis doctoral.

4.9.2. Interferencias espectrales

Aunque la incandescencia es una radiación lo bastante intensa como para distinguirse de la luminosidad natural de la llama, la técnica es susceptible de recibir contaminación de origen luminoso proveniente de fenómenos asociados ya sea a las propias partículas del hollín, como a las diferentes especies presentes en el proceso de combustión. Las dos principales fuentes de posible contaminación de la señal de LII son las especies de carbono y los PAHs.

- **Especies de carbono:** La vaporización de las partículas de hollín por la excitación láser tiene como resultado la generación de especies moleculares de carbono (básicamente C_2 , C_3). El C_3 , que podría ser el mayor componente del vapor, no parece producir emisiones en los estudios de LII [67]. Igualmente, se sabe que el C_2 produce intensas emisiones en

un espectro bastante amplio, especialmente a altas intensidades láser. Wainner [67] observó en sus investigaciones que para una fluencia láser inferior a los 2 J cm^{-2} en una longitud de onda de 532 nm y con una longitud de onda para la detección por debajo de los 450 nm, la contribución de la fluorescencia del C_2 no era lo suficientemente significativa como para tenerla en cuenta en las correcciones de la señal LII.

- **PAHs:** Una potencial fuente de interferencia podría ser la fluorescencia generada por largas cadenas moleculares de combustible, como los PAHs, formadas durante la pirólisis del mismo. Aunque estos compuestos normalmente tienen su espectro de absorción en el ultravioleta, y no en 532 nm [68], que es la longitud de onda de excitación utilizada en los experimentos de esta investigación. Como se indica en los diferentes trabajos de Dec y su grupo de colaboradores [14, 24], el combustible normalmente no contribuye a la generación de señales que puedan interferir con la señal LII. Es posible que exista una absorción bifotónica de los PAHs, lo que podría generar una señal de fluorescencia en el rango 400-450 nm, aunque parece bastante improbable que esto contribuya significativamente a la señal de emisión térmica de LII.

Según los puntos explicados anteriormente, podemos considerar que la señal LII se ve poco influenciada por las posibles contribuciones de interferencias asociadas al calentamiento de especies de carbono o PAHs, y de esta forma, relacionar el comportamiento de la señal LII exclusivamente a su dependencia de la absorción de energía por parte de las partículas de hollín y los posteriores procesos físicos involucrados.

4.9.3. Sensibilidad al tamaño de partícula

Diferentes trabajos de investigación demuestran la fuerte relación existente entre el diámetro de las partículas de hollín y la caída de intensidad de la señal de LII [11, 69, 69–89]. En la mayoría de estos trabajos, se plantea una primera detección de la señal de LII entre 10 y 15 ns después del inicio del pulso láser. Estos primeros instantes de la señal de incandescencia (aproximadamente los primeros 10-20 ns) no se ven afectados por el tamaño de las partículas. Luego, y tras alcanzar su valor máximo, se observa una caída que suele durar varios cientos de nanosegundos, tal y como se puede apreciar en la Figura 4.33.

A partir de esta figura se puede apreciar que la caída temporal de la señal LII es más prolongada para las partículas con diámetros más grandes en

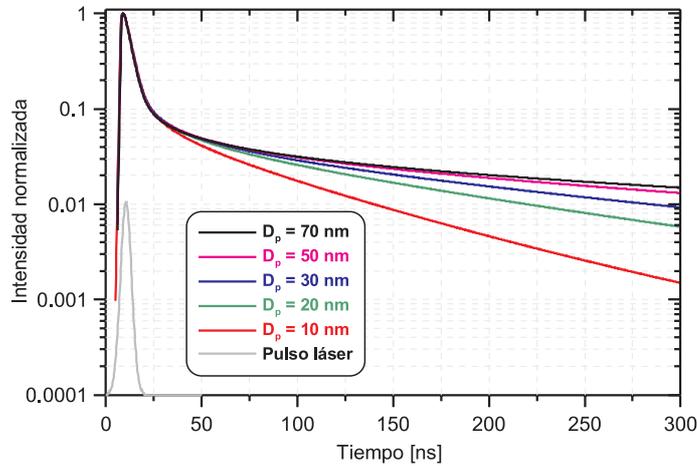


Figura 4.33: Influencia del tamaño de la partícula sobre la caída de la señal LII. Las curvas se han estimado a partir del modelo de LII considerando un perfil láser gaussiano.

relación a la población de partículas de la muestra. Para minimizar la dependencia del tamaño sobre la señal de incandescencia, se ha tenido en cuenta la recomendación de Ni et al. [11], la cual sugiere tiempos cortos de exposición justo después del inicio del pulso láser, con el objetivo de registrar únicamente el inicio de la señal LII, su valor máximo y unos cuantos nanosegundos después de alcanzar el máximo valor de intensidad. Para un tiempo de exposición de 50 ns, Ni et al. [11] reportaron un error de hasta un 10 % debido a la dependencia del tamaño de partícula. Esta característica inherente de la caída de la señal LII es utilizada para determinar el tamaño de partícula primaria en los sistemas de escape. Para las medidas en esta tesis doctoral, se ha estimado un error de hasta un 4 % como resultado de la dependencia de la señal LII con el tamaño de partícula.

4.10. Resumen y conclusiones

Mediante la técnica de incandescencia inducida por láser (LII) es posible obtener mapas de la concentración volumétrica de hollín. La dificultad de implementar esta técnica en la cámara de combustión de un motor Diesel hace necesario el desarrollo de nuevas metodologías y herramientas para el procesamiento de la información obtenida. Las conclusiones obtenidas de la parte metodológica para la implementación de la técnica LII en combinación con la

técnica LES se resumen en los siguiente apartados:

- La precisión general de la técnica LII es una compleja función de los diferentes fuentes de error involucradas por cada uno de los elementos que componen la cadena de medida. La mayoría de las técnicas láser son susceptibles a la contaminación por emisiones moleculares y dispersión de luz. Generalmente, estas fuentes de contaminación no son fácilmente distinguibles o diferenciadas en la propia imagen registrada, sino que se hace necesario el uso de la espectrometría para poder caracterizarlas. Afortunadamente, existen herramientas de tipo teórico y estudios experimentales que permiten la evaluación de los potenciales contaminantes de la señal LII y su influencia en las medidas. Estas herramientas incluyen la fluorescencia del C_2 , C_3 y los PAHs, que son fácilmente eliminadas mediante un filtrado espectral.
- Para la calibración de la señal LII, fue necesario establecer un procedimiento riguroso y robusto desde el punto de vista matemático y computacional. Dicho procedimiento permitió la comparación entre dos diferentes metodologías, con el objetivo de evaluar los efectos de las distorsiones de la señal láser (*absorción*) y la señal LII (*auto-absorción*) sobre la interpretación de los resultados en la medición de la fracción volumétrica de hollín. Cabe resaltar que la constante de calibración para la señal de incandescencia se tiene que ajustar a la cantidad de hollín presente en el sistema, para lo cual es necesario tener algún conocimiento previo de la cantidad de hollín a medir en el sistema de medida, así como algunas de sus características morfológicas.
- Para el caso de la combustión turbulenta, se han desarrollado diferentes métodos para la corrección por absorción, auto-absorción y cambio en las propiedades termodinámicas del aire, lo que permite la corrección de la señal LII dentro del rango de operación de los motores Diesel (alta temperatura y alta presión). Las correcciones por absorción y auto-absorción se han obtenido mediante un balance energético teórico sobre una nube de partículas, complementándose con una serie de medidas experimentales en condiciones reales de motor. La corrección por el cambio en las propiedades termodinámicas del aire se ha obtenido mediante la implementación de un modelo teórico de la señal de incandescencia inducida por láser en diferentes condiciones experimentales. Dichas condiciones experimentales se asemejan a aquellas encontradas en el rango de operación de los motores Diesel convencionales.
- Al combinar la información de la señal de LII con la información pro-

porcionada por la dispersión elástica láser (LES), es posible obtener los mapas del tamaño y número relativo de partículas para el mismo volumen de control. Con ésta información es posible relacionar los procesos de formación/oxidación de las partículas de hollín con otros fenómenos como la tasa de inyección y la formación de ciertos radicales (tales como el OH), con el propósito de explicar la naturaleza general de la combustión Diesel.

- Las imprecisiones causadas por las fluctuaciones en la energía láser, la absorción de la luz láser y la auto-absorción de la señal LII son en su mayoría, fenómenos relacionados al sistema experimental, y por lo tanto, deben evaluarse separadamente. A manera de resumen, en la Tabla 4.2 se relacionan las posibles causas de error en las medidas experimentales de incandescencia inducida por láser, acompañado de la magnitud y del método de evaluación implementado.

Posible causa de error	Magnitud del error	Método de evaluación
Atenuación de la intensidad láser	< 2 %	Medida
Atenuación de la intensidad láser por ensuciamiento de ventana	< 3 %	Medida
Atenuación de la señal LII por ensuciamiento de ventana	< 3 %	Medida
Contaminación por fluorescencia de C ₂	< 10 %	Literatura
Contaminación por fluorescencia de C ₃	No detectada	Literatura
Contaminación por el ruido térmico de la CCD	< 2 %	Medida
Contaminación por dispersión elástica láser	< 3 %	Medida
Contaminación por luminosidad de llama	< 1 %	Medida
Contaminación por fluorescencia de PAHs	No detectada	Medida
Contaminación por el ruido térmico del intensificador	< 1.5 %	Medida
Limitación del tamaño del set de datos	< 1 %	Estimado
Fluctuaciones en la fuente láser	< 1 %	Calculado
Tamaños de partículas por encima del régimen de Rayleigh	0 %	Literatura
Dependencia de la señal LII con el tamaño de partícula primaria	< 4 %	Literatura
'Jitter' en la adquisición de las imágenes	< 3 %	Medido
Atenuación de la señal LII por partículas de hollín	5-10 %	Calculada

Tabla 4.2: Tabla resumen de las fuentes de error e incertidumbres en la medición de la señal LII.

Bibliografía

- [1] Shaddix C.L. y Smyth K.C. “Laser-induced incandescence measurements of soot production in steady and flickering methane, propane and ethylene diffusion flames”. *Combustion and Flame*, Vol. 107, pp. 418–452, 1996.
- [2] Axelsson B., Collin R. y Bengtsson P.-E. “Laser-induced incandescence (LII) for soot particle size measurements in premixed flat flames”. *Applied Optics*, Vol. 39, pp. 3683–3690, 2000.
- [3] Lee K., Han Y., Lee W., Chung J. y Lee C. “Quantitative measurements of soot particles in a laminar diffusion flame using a LII/LIS technique”. *Measurement Science and Technology*, Vol. 16, pp. 519–528, 2005.
- [4] Hofmman M., Bessler W.G., Schulz C. y Jander H. “Laser-induced incandescence (LII) for diagnostics at high pressures”. *Applied Optics*, Vol. 42, pp. 2052–2062, 2003.
- [5] Snelling D.R., Liu F., Smallwood G.J. y Gülder Ö.L. “Evaluation of the nanoscale heat and mass transfer model of the laser-induced incandescence: prediction of the excitation intensity”. *34th National Heat Transfer Conference NHTC2000-12132*, Pittsburgh, 2000.
- [6] Michelsen A. “Understanding and predicting the temporal response of laser-induced incandescence from carbonaceous particles”. *J. Chemical Physics*, Vol. 118, pp. 7012–7045, 2003.
- [7] Hofeldt D.L. “Real-time soot concentration measurement technique for engine exhaust streams”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 930079*, 1993.
- [8] Jenkins T.P., Bartholomew J.L., DeBarber P.A., Yang P., Seitzman J.M. y Howard R.P. “Laser-induced incandescence for soot concentration measurements in turbine engine exhausts”. *American Institute of Aeronautics and Astronautics, AIAA Technical Paper 2002-0828*, 2002.
- [9] Schraml S., Heimgärtner C., Will S., Leipertz A. y Hemm A. “Application of a new sensor for exhaust emission control based on time-resolved laser-induced incandescence (TIRE-LII)”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2000-01-2864*, 2000.
- [10] Snelling D.R., Smallwood G.J., Sawchuk R.A., Neill W.S., Gareau D., Clavel D.J., Chippior W.L., Liu F., Gülder Ö.L. y Bachalo W.D. “In-situ

- real-time characterization of particulate emissions from a diesel engine exhaust by laser-induced incandescence”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2000-01-1994*, 2000.
- [11] Ni T., Pinson J.A., Gupta S. y Santoro R.J. “Two-dimensional imaging of soot volume fraction by the use of laser-induced incandescence”. *Applied Optics*, Vol. 34, pp. 7083–7091, 1995.
- [12] Quay B., Lee T.-W., Ni T. y Santoro R.J. “Spatially resolved measurements of soot volume fraction using laser-induced incandescence”. *Combustion and Flame*, Vol. 97, pp. 384–392, 1994.
- [13] Kohse-Höinghaus K. y Jeffries J.B. *Applied Combustion Diagnostics*. Taylor and Francis, ISBN 1-56032-938-6, 2002.
- [14] Dec J.E., zur Loye A.O. y Siebers D.L. “Soot distribution in a D.I. diesel engine using 2-D laser-induced incandescence imaging”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 910224*, 1991.
- [15] Smallwood G.J., Clavel D., Gareau D., Sawchuk R.A., Snelling D.R., Witze P.O., Axelsson B., Bachalo W.D. y Gülder Ö.L. “Concurrent quantitative laser-induced incandescence and SMPS measurements of EGR effects on particulate emissions from a TDI diesel engine”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2002-01-2715*, 2002.
- [16] Hult J., Omrane A., Nygren J., Kaminski C., Axelsson B., Collin R., Bengtsson P.-E. y Aldén M. “Quantitative three-dimensional imaging of soot volume fraction in turbulent non-premixed flames”. *Experiments in Fluids*, Vol. 33, pp. 265–269, 2002.
- [17] Schraml S., Heimgärtner C., Fettes C. y Leipertz A. “Investigation on in-cylinder soot formation and oxidation by means of two-dimensional laser-induced incandescence”. *10th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisbon, 2000.
- [18] Dec J.E. “A conceptual model of DI diesel combustion based on laser sheet imaging”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 970873*, 1997.
- [19] Inagaki K., Takasu S. y Nakakita K. “In-cylinder quantitative soot concentration measurement by the laser-induced incandescence”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 1999-01-0508*, 1999.

-
- [20] Kosaka H., Nishigaki T. y Kamimoto T. "A study on soot formation and oxidation in an unsteady spray flame via laser-induced incandescence and scattering techniques". *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 952451*, 1995.
- [21] Flynn P.K., Durret R.P, Hunter G.L., zur Loye A.O, Akinyemi O.C., Dec J.E. y Westbrook C.K. "Diesel combustion: an integrated view combining laser diagnostics, chemical kinetics, and empirical validation". *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 1999-01-0509*, 1999.
- [22] Greis A.E., Grünefeld G., Becker M. y Pischinger S. "Quantitative measurements of the soot distribution in a realistic common-rail D.I. diesel engine". *11th international Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisbon, 2002.
- [23] Choi D., Enami M., Shima Y., Senda J. y Fujimoto H. "Soot formation-oxidation and fuel-vapour concentration in a DI diesel engine using laser-sheet imaging method". *FISITA World Automotive Congress*, Yokohama, 2000.
- [24] Dec J.E. "Soot distribution in a DI diesel engine using 2-D imaging of laser-induced incandescence, elastic scattering, and flame luminosity". *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 920115*, 1992.
- [25] Dec J.E. y Espey C. "Soot and fuel distributions in a DI diesel engine via 2-D imaging,". *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 922307*, 1992.
- [26] Bruneaux G., Verhoeven D. y Baritaud T. "High pressure diesel spray and combustion visualization in a transparent model diesel engine". *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 1999-01-3648*, 1999.
- [27] Crua C., Evans J.C., Kennaird D.A. y Heikal M.R. "In-cylinder study of the formation, autoignition and soot production of diesel sprays at elevated temperatures". *9th International Conference on Liquid and Spray Systems ICLASS 2003*, Sorrento (Italy), 2003.
- [28] Schraml S., Will S. y Leipertz A. "Simultaneous soot mass concentration and primary particle size measurements in the exhaust gas of diesel engines based on laser-induced incandescence (LII)". *32nd International Symposium on Automotive Technology and Automation (ISATA), Paper 99CPE022*, Vienna, 1999.

- [29] Dec J.E., Espey C., zur Loye A.O. y Sierbers D.L. “Soot and fuel distribution imaging in a diesel engine”. *Symposium on Mechanisms and Chemistry of Pollutant Formation and Control from Internal Combustion Engines*, Washington (USA), 1992.
- [30] Köylü Ü.Ö., McEnally C.S., Rosner D.E. y Pfefferle L.D. “Simultaneous measurements of soot volume fraction and particle size/microstructure in flames using a thermophoretic sampling technique”. *Combustion and Flame*, Vol. 110, pp. 494–507, 1997.
- [31] Megaridis C.M. y Dobbins R.A. “Comparison of soot growth and oxidation in smoking and non-smoking ethylene diffusion flames”. *Combustion Science and Technology*, Vol. 66, pp. 1–16, 1989.
- [32] Santoro R.J., Semerjian H.G. y Dobbins R.A. “Soot particle measurements in diffusion flames”. *Combustion and Flame*, Vol. 51, pp. 203–218, 1983.
- [33] Santoro R.J., Yeh T.T., Horvath J.J y Semerjian H.G. “The transport and growth of soot particle in laminar diffusion flames”. *Combustion Science and Technology*, Vol. 53, pp. 89–115, 1987.
- [34] Puri R., Richardson T.F., Santoro R.J y Dobbins R.A. “Aerosol dynamics processes of soot aggregates in a laminar ethene diffusion flame”. *Combustion and Flame*, Vol. 92, pp. 320–333, 1993.
- [35] Greenberg P.S. y Ku J.C. “Soot volume fraction imaging”. *Applied Optics*, Vol. 36, pp. 5514–5522, 1997.
- [36] Shaddix C.R., Harrington J.E. y Smyth K.C. “Quantitative measurements of enhanced soot production in a flickering methane/air diffusion flame”. *Combustion and Flame*, Vol. 99, pp. 723–732, 1994.
- [37] Wal R.L. Vander. “Laser-induced incandescence: detection issues”. *Applied Optics*, Vol. 35, pp. 6548–6559, 1996.
- [38] Melton L.A. “Soot diagnostics based on laser heating”. *Applied Physics*, Vol. 23, pp. 2201–2208, 1984.
- [39] Matsui Y., Kamimoto T. y Matsuoka S. “A study of the time and space resolved measurement of flame temperature and soot concentration in a D.I. diesel engine by the two-color method”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 790491*, 1979.

-
- [40] Pastor J.V., García J.M., Pastor J.M. y Buitrago J.E. “Analysis of calibration techniques for laser-induced incandescence measurements in flames”. *Measurement Science and Technology*, Vol. 17, pp. 3279–3288, 2006.
- [41] Keller J. y Singh G. “Update on engine combustion research at Sandia National Laboratories”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2001-01-2060*, 2001.
- [42] Dasch C.J. “One-dimensional tomography: comparison of Abel, Onion-peeling and filtered backprojection methods”. *Applied Optics*, Vol. 31, pp. 1146–1152, 1992.
- [43] Smyth K.C. y Shaddix C.R. “The elusive history of $m=1.57-0.56i$ for the refractive index of soot”. *Combustion and Flame*, Vol. 107, pp. 314–320, 1996.
- [44] Choi M.Y. y Jensen K.A. “Calibration and correction of laser-induced incandescence for soot volume fraction measurements”. *Combustion and Flame*, Vol. 112, pp. 485–491, 1998.
- [45] Bryce D.J., Ladommatos N. y Zhao H. “Quantitative investigation of soot distribution by laser-induced incandescence”. *Applied Optics*, Vol. 39, pp. 5012–5022, 2000.
- [46] Juliá J.E. *Medida de concentraciones de combustible en chorros Diesel mediante técnicas de fluorescencia inducida por láser*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2001.
- [47] Xu Y. y Lee C.F. “Investigation of soot formation in diesel combustion using forward illumination light extinction (FILE) technique”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2004-01-1411*, 2004.
- [48] Fuentes-López E. *Caracterización de la influencia de las condiciones de operación de motor sobre la distribución de tamaños de las partículas Diesel*. Tesis Doctoral, Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2006.
- [49] Herreros-Arellano J.M. *Estudio del efecto del combustible sobre el tamaño y forma de las partículas emitidas por un motor diesel*. Tesis Doctoral, Universidad de Castilla La Mancha, Ciudad Real, 2009.

- [50] Gómez-Esteban A. *Metodología para determinar distribuciones de tamaños de partículas Diesel mediante un sistema de medida de movilidad eléctrica*. Tesis Doctoral, Universidad de Castilla La Mancha, Ciudad Real, 2006.
- [51] Martos-Ramos F.J. *Caracterización morfológica de partículas diesel*. Tesis Doctoral, Universidad de Castilla La Mancha, Ciudad Real, 2006.
- [52] Dobbins R.A., Santoro R.J. y Semerjian H.G. “Interpretation of optical measurements of soot in flames”. *Progress in Astronautics and Aeronautics*, Vol. 92, pp. 208–237, 1984.
- [53] Pinson J.A., Mitchell D.L., Santoro R.J. y Litzinger T.A. “Quantitative planar soot measurements in a DI diesel engine using laser-induced incandescence and light scattering”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 932650*, 1993.
- [54] Pinson J.A., Ni T. y Litzinger T.A. “Quantitative imaging study of the effects on intake air temperature on soot evolution in an optically-accessible D.I. diesel engine”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 942044*, 1994.
- [55] Snelling D.R., Liu F., Smallwood G.J. y Gülder Ö.L. “Determination of the soot absorption coefficient using low-fluence LII in a laminar coflow ethylene diffusion flame”. *Combustion and Flame*, Vol. 136, pp. 180–190, 2004.
- [56] Rajeev K. y Parameswaran K. “Iterative method for the inversion of multiwavelength LIDAR signals to determine aerosol size distribution”. *Applied Optics*, Vol. 37, pp. 4690–4700, 1998.
- [57] Graham S.C. y Robinson A. “A comparison of numerical solutions to the self-preserving size distribution for aerosol coagulation in the free-molecular regime”. *Journal of Aerosol Science*, Vol. 7, pp. 261–273, 1976.
- [58] Hinds W.C. *Aerosol Technology: properties, behavior, and measurements of airborne particles*. Wiley-Interscience, ISBN 0-471-19410-7, second edition, 1999.
- [59] Fang T.C., Megaridis C.M., Sowa W.A. y Samuelsen G.S. “Soot morphology in a liquid-fueled, swirl-stabilized combustor”. *Combustion and Flame*, Vol. 112, pp. 312–328, 1998.
- [60] Maricq M.M. “Size and charge of soot particles in rich premixed ethylene flames”. *Combustion and Flame*, Vol. 137, pp. 340–350, 2004.

-
- [61] Öktem B., Tolocka M.P., Zhao B., Wang H. y Johnston M.V. “Chemical species associated with the early stage of soot growth in a laminar pre-mixed ethylene-oxygen-argon flame”. *Combustion and Flame*, Vol. 142, pp. 364–373, 2005.
- [62] Wainner R.T. y Seitzman J.M. “Soot diagnostics using laser-induced incandescence in flames and exhaust systems”. *American Institute of Aeronautics and Astronautics, AIAA Technical Paper 99-0640*, 1999.
- [63] Delhay J., Bouvier Y., Therssen E., Black J.D. y Desgroux P. “2D imaging of laser wing effects and of soot sublimation in laser-induced incandescence measurements”. *Applied Physics B*, Vol. 81, pp. 181–186, 2005.
- [64] Wal R.L. Vander, Ticich T.M. y Stephens A.B. “Optical and microscopy investigations of soot structure alterations by laser-induced incandescence”. *Applied Physics B*, Vol. 67, pp. 115–123, 1998.
- [65] Vander-Wal R.L., Choi M.Y. y Lee K.O. “The effects of rapid heating of soot: implications when using laser-induced incandescence for soot diagnostics”. *Combustion and Flame*, Vol. 102, pp. 200–204, 1995.
- [66] Vander-Wal R.L. y Choi M.Y. “Pulsed laser heating of soot: morphological changes”. *Carbon*, Vol. 37, pp. 231–239, 1999.
- [67] Wainner R.T. *An analytical and quantitative analysis of the laser-induced incandescence of soot*. Tesis Doctoral, Georgia Institute of Technology, Georgia, 1999.
- [68] Berlman I.B. *Handbook of fluorescence spectra of aromatic molecules*. Academic Press, ISBN 0-12-092656-3, 1971.
- [69] Liu F., Smallwood G.J. y Snelling D.R. “Effects of primary particle diameter and aggregate size distribution on the temperature of soot particles heated by pulsed lasers”. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, Vol. 92, pp. 301–312, 2005.
- [70] Roth P. y Filippov A.V. “In-situ ultrafine particle sizing by a combination of pulsed laser heatup and particle thermal emission”. *Journal of Aerosol Science*, Vol. 27, pp. 95–104, 1996.
- [71] Dankers S. y Leipertz A. “Determination of primary particle size distributions from time-resolved laser-induced incandescence measurements.”. *Applied Optics*, Vol. 43, pp. 3726–3731, 2004.

- [72] Eom G.S., Park C.W., Shin Y.H., Chung K.H., Park S., Choe W. y Hahn J.W. “Size determination of nanoparticles in low-pressure plasma with laser-induced incandescence technique”. *Applied Physics Letter*, Vol. 83, pp. 1261–1263, 2003.
- [73] Lehre T., Jungfleisch B., Suntz R. y Bockhorn H. “Size distributions of nanoparticles and gas temperatures from time-resolved laser-induced incandescence measurements”. *Applied Optics*, Vol. 42, pp. 2021–2030, 2003.
- [74] Stephens M., Turner N. y Sanberg J. “Particle identification by laser-induced incandescence in a solid-state laser cavity”. *Applied Optics*, Vol. 42, pp. 3726–3736, 2003.
- [75] Dankers S., Leipertz A., Will S., Arndt J., Vogel K. y Schraml S. “Time-resolved laser-induced incandescence for in-situ nanoparticle characterization in different reactors”. *11th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisbon, 2002.
- [76] Boiarciuc A., Foucher F., Moreau B., Pajot O. y Mounaïn-Rouselle C. “Simultaneous spatial and temporal-resolved laser-induced incandescence to study the soot particles formation”. *12th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisbon, 2004.
- [77] Geitlinger H., Streibel T., Suntz R. y Bockhorn H. “Two-dimensional imaging of sizes and number densities of nanoscaled particles”. *10th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisbon, 2000.
- [78] Lehre T., Suntz R. y Bockhorn H. “Time-resolved two-color LII: size distributions of nano-particles from gas-to-particle synthesis”. *Proceedings of The Combustion Institute*, Vol. 30, pp. 2585–2593, 2005.
- [79] Yoder G.D., Diwakar P.K. y Hahn D.W. “Assessment of soot particle vaporization effects during laser-induced incandescence with time-resolved light scattering”. *Applied Optics*, Vol. 44, pp. 4211–4219, 2005.
- [80] Liu F., Daun K.J., Snelling D.R. y Smallwood G.J. “Heat conduction from a spherical nano-particle: status of modeling heat conduction in laser-induced incandescence”. *Applied Physics B*, Vol. 83, pp. 355–382, 2006.
- [81] Boiarciuc A., Foucher F. y Mounaïn-Rouselle C. “Soot volume fractions and primary particle size estimate by means of the simultaneous two-color

- time-resolved and 2D laser-induced incandescence”. *Applied Physics B*, Vol. 83, pp. 413–421, 2006.
- [82] Liu F., Stagg B.J., Snelling D.R. y Smallwood G.J. “Effects of primary soot particle size distribution on the temperature of soot particles by a nanosecond pulsed laser in an atmospheric laminar diffusion flame”. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 49, pp. 777–788, 2006.
- [83] Bougie B., Ganippa L.C., van Vliet A.P., Meerts W.L., Dam N.J. y ter Meulen J.J. “Laser-induced incandescence particle size measurements in a heavy-duty diesel engine”. *Combustion and Flame*, Vol. 145, pp. 635–637, 2006.
- [84] Eremin A.R., Gurentsov E.V., Hoffmann M., Kock B.F. y Schulz C. “TR-LII for sizing of carbon particles forming at room temperature”. *Applied Physics B*, Vol. 83, pp. 449–454, 2006.
- [85] Thomson K.A., Smallwood D.R. Snelling G.J. y Liu F. “Laser-induced incandescence measurements of soot volume fraction and effective particle size in a laminar co-annular non-premixed methane/air flame at pressures between 0.5-4.0 MPa”. *Applied Physics B*, Vol. 83, pp. 469–475, 2006.
- [86] Liu F., M., Hill F.A., Snelling D.R. y Smallwood G.J. “Influence of polydisperse distributions of both primary particle and aggregate size on soot temperature in low-fluence LII”. *Applied Physics B*, Vol. 83, pp. 383–395, 2006.
- [87] Kock B.F., Eckhardt T. y Roth P. “In-cylinder sizing of diesel particles by time-resolved laser-induced incandescence (TR-LII)”. *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 29, pp. 2775–2782, 2002.
- [88] Kock B.F., Tribalet B., Schulz C. y Roth P. “Two-color time-resolved LII applied to soot particle sizing in the cylinder of a diesel engine”. *Combustion and Flame*, Vol. 147, pp. 79–92, 2006.
- [89] Bladh H., Johnson J. y Bengtsson P.-E. “On the dependence of the laser-induced incandescence (LII) signal on soot volume fraction for variations in particle size”. *Applied Physics B*, Vol. 90, pp. 109–125, 2007.

Capítulo 5

Análisis experimental de la concentración de hollín en llamas Diesel

Contenido

5.1. Introducción	181
5.2. Estudio experimental	181
5.2.1. Técnicas básicas implementadas	182
5.2.2. Medidas de concentración de hollín	183
5.3. Influencia de la presión de inyección	189
5.4. Influencia de las condiciones termodinámicas del aire	201
5.5. Influencia del diámetro de tobera	210
5.6. Resumen y conclusiones	223
Bibliografía	226

5.1. Introducción

El objetivo de este capítulo es aplicar y extender la metodología experimental desarrollada en el capítulo anterior para la combustión Diesel, teniendo en cuenta las condiciones de presión, densidad y temperatura similares a las que se dan en un motor real, así como algunas características del proceso de inyección. Para alcanzar este objetivo, ha sido necesario plantear una serie de experimentos que permiten determinar la influencia de los parámetros anteriormente mencionados sobre la concentración de hollín en las condiciones de llama turbulenta Diesel.

Una primera parte de este capítulo trata sobre la medida de la concentración de hollín en condiciones turbulentas mediante la técnica LII, donde se pretende analizar la influencia del proceso inyección (caracterizado aquí por el diámetro de tobera y la presión de descarga) y las variables termodinámicas (presión, temperatura y densidad) presentes en la cámara de combustión. El análisis incluye una descripción temporal y espacial de los mapas de concentración de hollín, así como la densidad numérica relativa de partículas y diámetro relativo de partícula, todo ello derivado de la combinación simultánea de la técnica LII con la técnica de dispersión Rayleigh. Los resultados obtenidos serán comparados con algunas técnicas experimentales alternativas.

5.2. Estudio experimental

Como bien se ha dicho en el anterior capítulo, los experimentos se han realizado en el denominado motor maqueta con el propósito de poner a punto la metodología de medida aquí planteada. Dicha instalación experimental ha servido también para el desarrollo de otras tesis doctorales [1–3] y de otros tantos trabajos de investigación [4]. La Tabla 5.1 muestra un resumen de las condiciones experimentales implementadas para ésta investigación. El trabajo experimental aquí presentado pretende obtener un mejor entendimiento de los fenómenos de formación y oxidación del hollín bajo determinadas condiciones experimentales. Para determinar la influencia de las propiedades termodinámicas del aire y de las determinadas por el sistema de inyección, se ha planteado una matriz de ensayos, donde los parámetros a variar han sido la presión de inyección, el diámetro de la tobera y densidad del aire (representando la densidad en el punto muerto superior).

La adquisición de imágenes ha intentado barrer todo el rango temporal en el que aparece la llama de difusión, evitando en todo caso la saturación de la señal LII debido a la interferencia de la dispersión Mie ocasionada por el

Condiciones termodinámicas del aire	Temperatura: 745-760 K Presión: 55, 65, 75 bar Densidad: 25, 30, 35 kg/m ³
Propiedades del combustible	Referencia: ELF-CEC-RF-73-A-93 Número de cetano: 51.4 Densidad del combustible: 838 kg/m ³ Temperatura: 313 K
Sistema de inyección	Tipo: Common Rail Tobera: Mini-sac Diámetro nominal de orificio: 115, 150 μm Diámetro real de orificio: 119, 163 μm Presión de inyección: 700, 1100, 1300 bar

Tabla 5.1: Resumen de las condiciones experimentales.

combustible líquido, y teniendo un intervalo entre imágenes de 100 μs . Las leyes de inyección empleadas son del tipo rectangular, con duraciones de inyección de 1.9-2.1 ms, y con el inicio de inyección 3° antes del PMS. La metodología experimental ya ha sido descrita con detalle en el capítulo 4.

5.2.1. Técnicas básicas implementadas

Además de las medidas de LII, también se han realizado otra serie de medidas complementarias, tales como la visualización del chorro líquido (concretamente, iluminación trasera difusa), radiación natural de llama, y la visualización de quimioluminiscencia del radical OH. A manera de resumen, se detallan brevemente el propósito de la técnica y su implementación:

- *Visualización del chorro líquido:* la técnica de iluminación trasera difusa se ha empleado de forma extensiva en el grupo de trabajo en el que se enmarca la presente tesis, lo cual ha permitido desarrollar herramientas para el análisis del comportamiento del chorro bajo condiciones isotermas [5], y para la puesta a punto de modelos de predicción de este tipo de chorros [6, 7]. El fundamento de la técnica consiste en la obtención de imágenes de sombra que proyecta un chorro Diesel al ser atravesado por un haz de luz uniforme incoherente. Mediante esta técnica es posible visualizar la fase líquida del combustible.

- *Radiación natural de llama*: la técnica de visualización directa de la llama difusiva utiliza la emisión natural de las partículas de hollín. Normalmente se utilizan cámaras CCD y filtros de densidad neutra, los cuales reducen la intensidad de la señal luminosa, pero sin eliminar o filtrar el espectro. Con esta técnica es posible determinar el contorno de la llama, su luminosidad media, longitud de camino óptico, entre otras características.
- *Visualización 2D de la quimioluminiscencia del radical OH*: es una técnica empleada para medir la longitud del lift-off, la cual es una adaptación del trabajo realizado por diversos autores [8–13] y que consiste en el registro de imágenes de la radiación natural de la llama en la longitud de onda centrada en 310 nm. Esta longitud de onda es una de las bandas de emisión de quimioluminiscencia más intensas del radical OH. Este radical aparece en procesos de combustión en condiciones estequiométricas y de alta temperatura. En el trabajo de Higgins y Siebers [8] se menciona que la radiación medida a 310 nm proporciona mayor exactitud a la hora de determinar dónde empieza la zona de combustión de la llama Diesel si se le compara con la radiación visible del hollín. La implementación de la técnica es bastante sencilla, en la cual se hace uso de una cámara ICCD y un filtro interferencial centrado en 310 nm. El registro de imágenes se hace con un tiempo de exposición de 50 μ s y siguiendo la metodología de procesado para la obtención de la longitud de lift-off (*LoL*) propuesta por García [14].

5.2.2. Medidas de concentración de hollín

La Figura 5.1 muestra un ejemplo de los resultados de la evolución espacial y temporal de la concentración volumétrica de hollín para uno de los puntos experimentales indicado en la sección anterior.

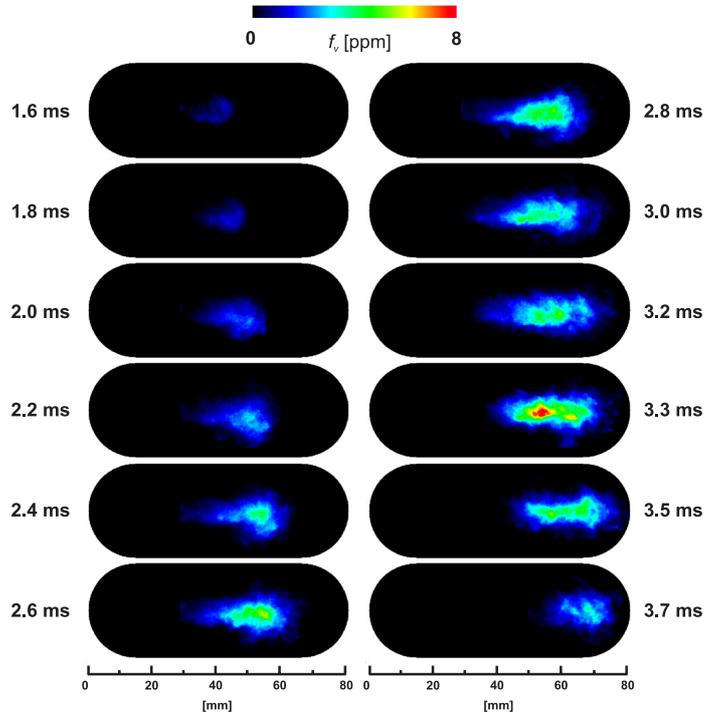


Figura 5.1: Secuencia temporal y espacial de la evolución de la concentración volumétrica de hollín en condiciones de llama turbulenta Diesel. El tiempo después del inicio de la inyección (ASOI) se señala al lado de cada grupo de imágenes. La secuencia de imágenes se ha obtenido con $P_{inj} = 700 \text{ bar}$, $\rho_{aire} = 30 \text{ kg m}^{-3}$, $\phi_{tob} = 115 \mu\text{m}$.

A pesar de que la información obtenida en la presente investigación está relacionada con la representación 2D de los mapas de hollín en las llamas Diesel, es posible relacionar esta información con aquella obtenida mediante otras técnicas convencionales, tales como la visualización directa de llama y el método de los dos colores, tal y como se expone en el trabajo de Pastor et al. [15] y que hace parte de esta tesis doctoral.

En la Figura 5.2 se puede apreciar una serie de ejemplos de imágenes promediadas tanto para la luminosidad de llama, así como para los mapas de concentración de hollín.

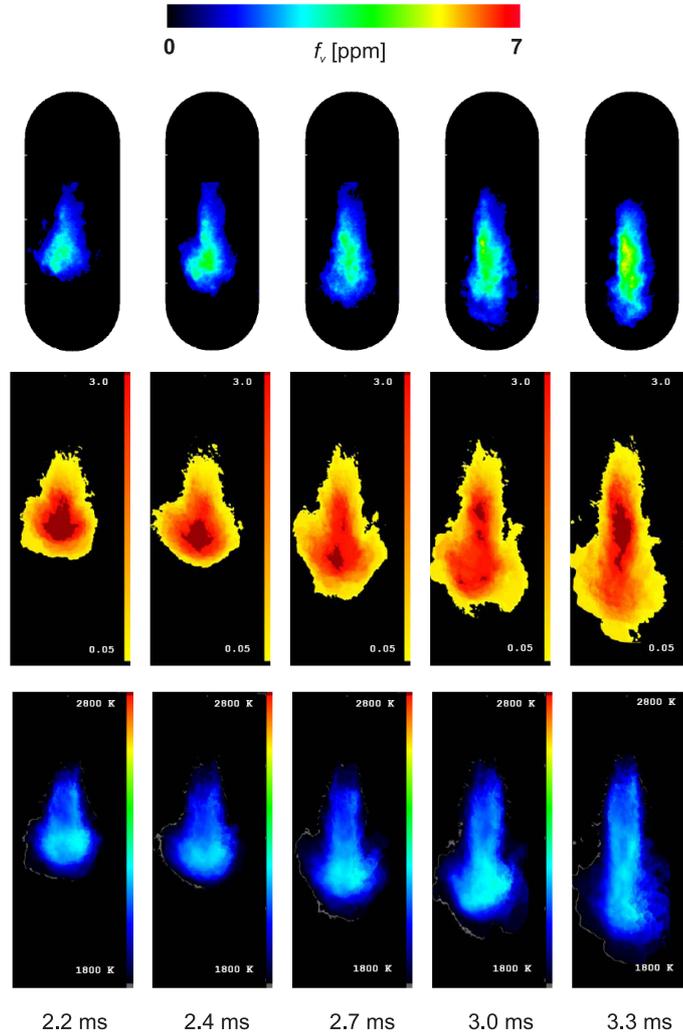


Figura 5.2: Comparación de un set de imágenes de concentración de hollín (superior), luminosidad de llama (centro) y factor KL (inferior) para $\rho_{aire} = 30 \text{ kg m}^{-3}$, $P_{inj} = 700 \text{ bar}$, $\phi_{tob} = 115 \mu\text{m}$. Los tiempos son relativos al inicio del pulso de inyección.

En las imágenes presentadas en la Figura 5.2 se observa que la ubicación de las zonas donde se localiza el hollín parece coincidir bastante bien con las indicadas en el modelo de Dec [16], aunque conviene reconocer que hay ciertas discrepancias en la forma exacta de su parte inicial, aquella que está más cerca de la tobera, y que podría explicarse por la incapacidad de la técnica LII para medir hollín en zonas donde la interferencia de otras señales (por ejemplo, dispersión de Mie) impiden una apropiada relación señal/ruido.

Con el propósito de relacionar ciertos fenómenos físicos en la llama turbulenta Diesel con los procesos de formación y oxidación de hollín, se utilizarán para algunos apartados de esta investigación, las imágenes o contornos de la luminosidad natural de llama, la longitud de lift-off (LoL), así como perfiles axiales de concentración de hollín que coinciden con la posición de la tobera. En la Figura 5.3 se han superpuesto los contornos obtenidos a partir de imágenes de quimioluminiscencia del radical OH y de la luminosidad de llama. En esta figura se puede apreciar claramente que la ubicación espacial de la imagen LII coincide bastante bien con la ubicación de la imagen de luminosidad de llama, indicando así que la luminosidad se debe principalmente a la incandescencia natural del hollín a alta temperatura. Como soporte para el análisis de las

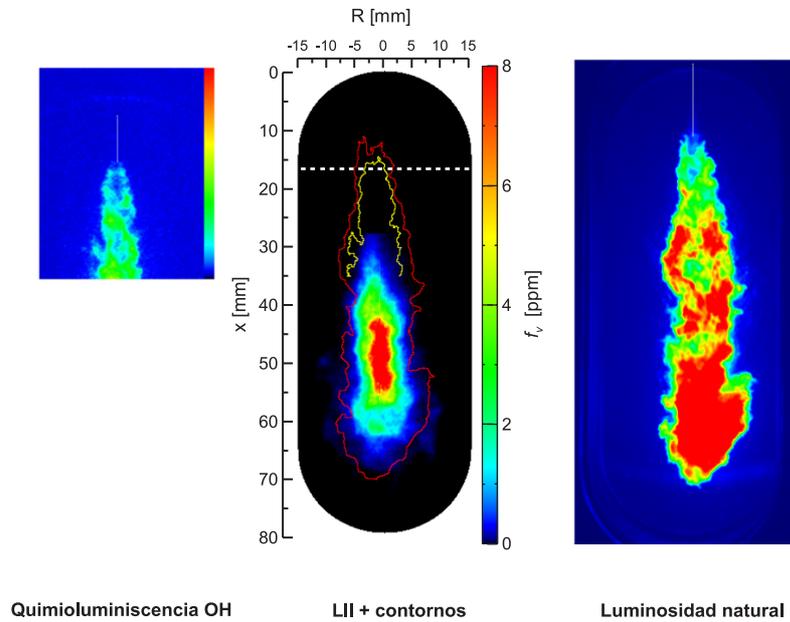


Figura 5.3: Superposición de los contornos obtenidos a partir de imágenes de visualización de quimioluminiscencia de radicales OH (coloreada en amarillo) y de luminosidad natural de llama (coloreada en rojo) sobre una imagen de concentración promedio de hollín (centro). La línea blanca punteada en horizontal en la imagen de LII indica la longitud de lift-off. Condiciones experimentales $\rho_{aire} = 35 \text{ kg m}^{-3}$, $P_{inj} = 700 \text{ bar}$, $\phi_{tob} = 115 \mu\text{m}$, $ASOI = 2.9 \text{ ms}$.

medidas de concentración de hollín se utilizará una estimación de la cantidad de aire arrastrado por el chorro Diesel, tal y como lo expone el trabajo de Siebers [9]. Para ello, y siguiendo la metodología expuesta en el trabajo de García [14], aquí se utilizará el concepto de englobamiento del aire (ζ_{st}), que es un parámetro que representa la relación aire-combustible en una sección a

una cierta distancia x del orificio de salida, lo que en otras palabras quiere decir que ζ_{st} es la inversa del dosado relativo promedio de la sección. Para el caso del chorro Diesel,

$$\zeta_{st} = F_{st} \left(\frac{2}{k_4} \frac{x \cdot \tan(\theta/2)}{d_{eq}} - 1 \right) \quad (5.1)$$

donde F_{st} = dosado estequiométrico (másico)
 θ = ángulo de apertura del chorro
 k_4 = constante particular de las distribuciones espaciales de las propiedades del chorro mediante expresiones analíticas [14]
 d_{deq} = diámetro equivalente

El parámetro ζ_{st} es básicamente un promedio sobre la sección transversal, lo que en principio no nos brinda información de la variación radial o temporal del dosado local en el chorro turbulento, aunque si que nos describe la tendencia promedio de la entrada de aire [17]. Los valores de ζ_{st} se han calculado a la distancia de lift-off ($x = LoL$). En las Figuras 5.4 y 5.5 se muestran los valores promedio de la longitud de lift-off para un diámetro de tobera de 115 y 150 μm , respectivamente.

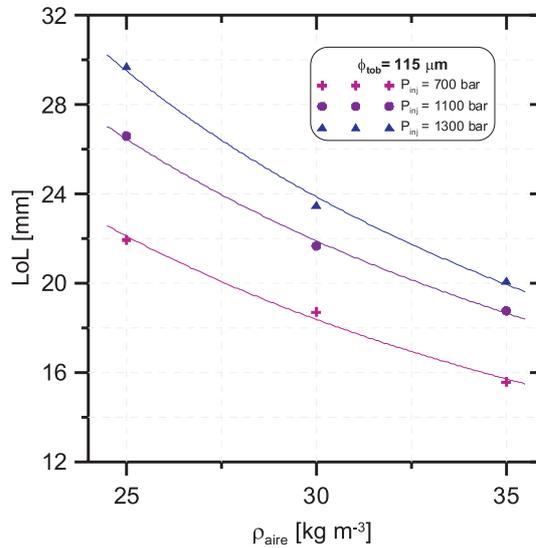


Figura 5.4: Valores estimados de la longitud de lift-off (LoL) para la tobera de diámetro de 115 μm .

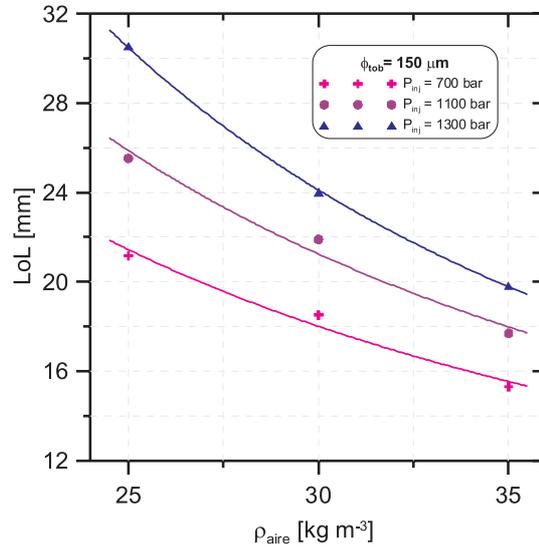


Figura 5.5: Valores estimados de la longitud de lift-off (LoL) para la tobera de diámetro de 150 μm .

En las Figuras 5.6 y 5.7 se muestran los valores estimados para el englobamiento de aire (ζ_{st}) en la posición de la longitud de lift-off, y para un diámetro de tobera de 115 y 150 μm , respectivamente.

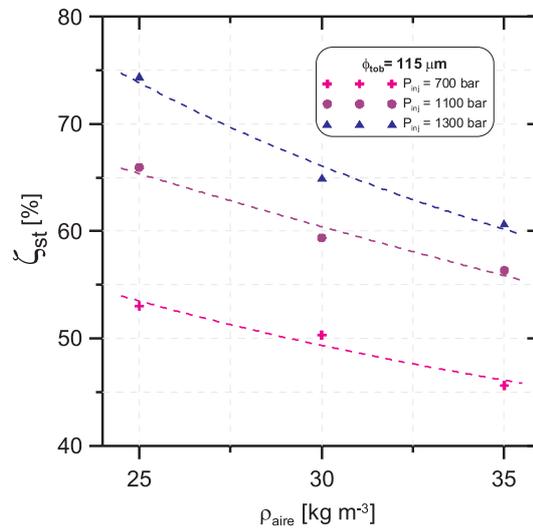


Figura 5.6: Valores calculados para el factor de englobamiento de aire (ζ_{st}) al considerar $x = \text{LoL}$. Diámetro de tobera = 115 μm .

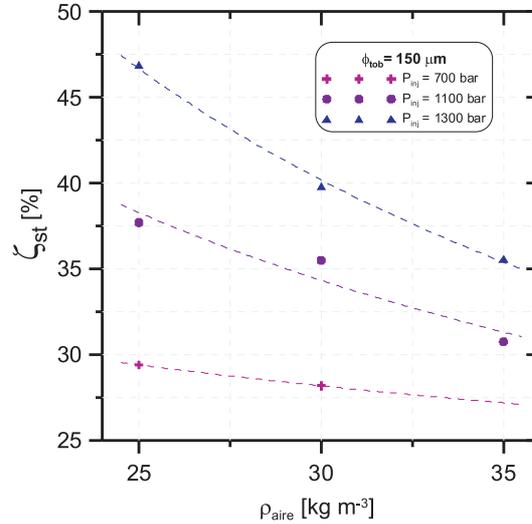


Figura 5.7: Valores calculados para el factor de englobamiento de aire (ζ_{st}) al considerar $x = LoL$. Diámetro de tobera = $150 \mu\text{m}$.

El uso de la longitud de lift-off nos puede dar una idea del cambio de la mezcla aire-combustible en la zona inicial de la llama Diesel, respecto a las variaciones de las condiciones termodinámicas del aire, la presión de inyección o el diámetro de tobera. Dado que las imágenes de LII nos proporcionan información de la cantidad de hollín formado aguas abajo de la longitud de lift-off, podríamos utilizar conjuntamente estas dos herramientas y analizar la influencia de las variaciones en las condiciones experimentales sobre los procesos de formación y oxidación de hollín en la llama.

5.3. Influencia de la presión de inyección

Para esta serie de ensayos se han tomado varias imágenes variando el tiempo ASOI a intervalos de $100 \mu\text{s}$. A manera de ilustración, en las Figuras 5.8, 5.9 y 5.10 se muestra la evolución temporal y espacial de los mapas de concentración de hollín, mapa de probabilidad, número y diámetro relativo de partículas para la tobera de diámetro de $115 \mu\text{m}$, densidad de aire de 30 kg m^{-3} y para las tres presiones de inyección utilizadas (700, 1100 y 1300 bar), respectivamente. Las imágenes mostradas ya han sido corregidas mediante los procedimientos estudiados en el capítulo anterior. De esta serie de gráficas es posible sacar una idea general sobre la evolución espacial y temporal del hollín en el interior de la cámara de combustión, y destaca su utilidad para

identificar las zonas preferenciales para la aparición del hollín.

Los diferentes mapas de probabilidad para cada uno de los puntos indicados en las Figuras 5.8, 5.9 y 5.10 muestran una tendencia repetitiva en la zona central de la cámara de combustión, marcada por los altos valores ($>90\%$) en las imágenes mostradas, y que podría delimitar las zonas que determinan la estabilidad de la llama para un posterior análisis, tal y como se verá más adelante en el desarrollo de éste capítulo.

De igual forma, los mapas de probabilidad muestran una tendencia a la agrupación o compactación espacial de los mapas de LII en los puntos experimentales con las presiones de inyección más altas si se les compara con las presiones más bajas. Como es evidente, al aumentar la presión de inyección se aumenta la velocidad de las gotas de combustible como consecuencia del rompimiento del chorro al entrar en la cámara de combustión y su posterior intercambio de momento con el aire que lo rodea, lo que a su vez les permite una mayor variabilidad en la selección de las diferentes trayectorias que rige la dinámica del chorro, marcada también por los valores del englobamiento del aire para cada punto. Pareciera ser que a mayores valores de presión de inyección, debería así corresponderse una mayor variabilidad espacial en la ubicación de la llama turbulenta, pero por el contrario, la llama parece estar bien delimitada dentro de unos límites claramente visibles, aunque si es visible una reducción en sus dimensiones espaciales, de la cual se darán más detalles durante el desarrollo de éste capítulo. La misma tendencia se ha observado para la otra densidad aquí considerada y para todos los puntos experimentales con la tobera de diámetro de $150\ \mu m$.

Otro aspecto importante dentro de la contribución de los mapas de probabilidad para el análisis, es la buena correspondencia entre las imágenes promedio de la concentración de hollín y los valores que marcan la probabilidad de ocurrencia de la aparición de éste fenómeno. El análisis detallado de éste nivel de correspondencia entre ambas imágenes indica que las zonas con los valores más altos en los mapas de concentración de hollín no necesariamente se corresponden con aquellas zonas marcadas con los valores más altos en los niveles de probabilidad, aunque si que existe alguna correspondencia espacial, pero deja claro que existen zonas de baja concentración de hollín y con altos niveles de probabilidad.

En la Figura 5.11 se puede apreciar la influencia de la presión de inyección sobre la evolución temporal de la concentración acumulada de hollín y la penetración mínima y máxima de la llama turbulenta Diesel, para la tobera con diámetro de $115\ \mu m$, densidades del aire de $30\ \text{kg m}^{-3}$ y $35\ \text{kg m}^{-3}$. Cada punto representa el promedio de al menos 50 y 10 imágenes, para LII y

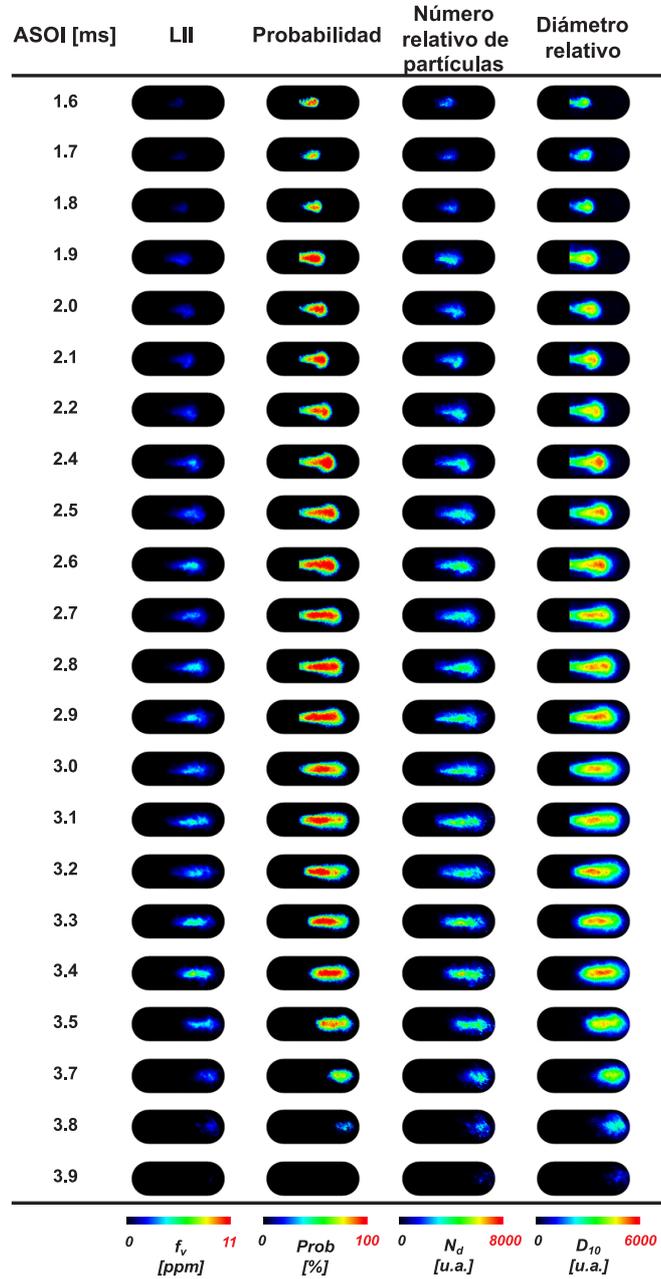


Figura 5.8: Secuencia temporal y espacial de la evolución de la concentración volumétrica de hollín, mapa de probabilidad, número relativo de partículas y diámetro relativo de partícula. La secuencia de imágenes se ha obtenido con $P_{inj} = 700$ bar, $\rho_{aire} = 30 \text{ kg m}^{-3}$, $\phi_{tob} = 115 \text{ }\mu\text{m}$.

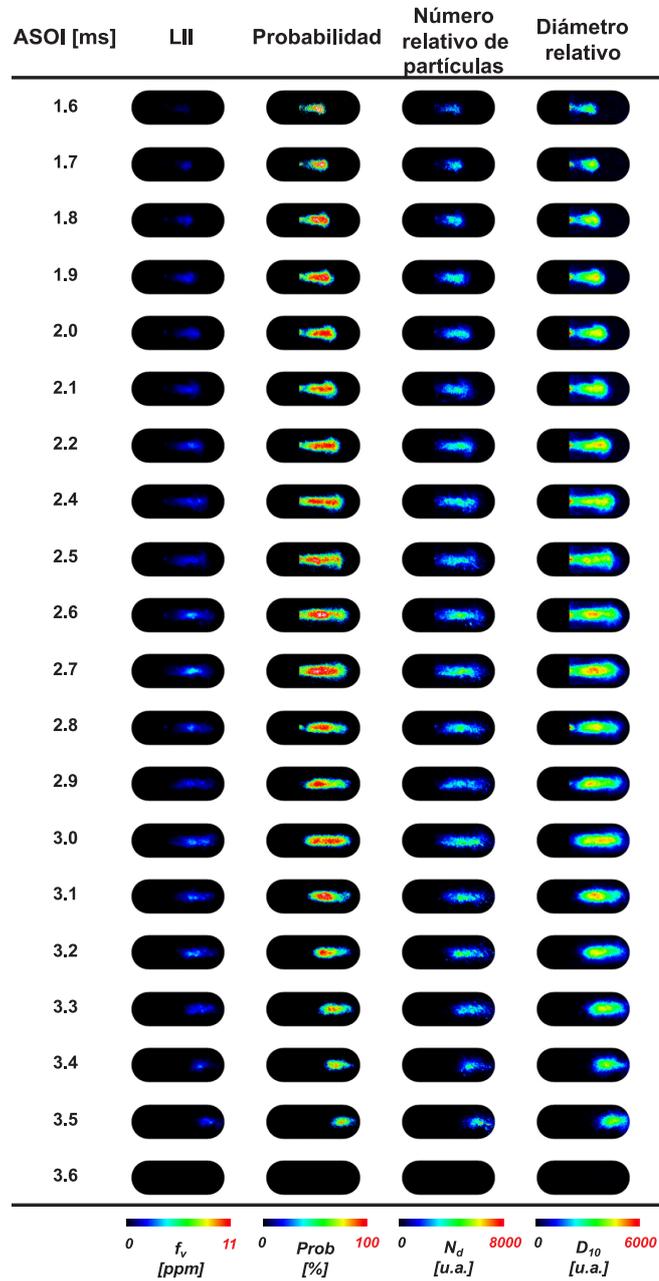


Figura 5.9: Secuencia temporal y espacial de la evolución de la concentración volumétrica de hollín, mapa de probabilidad, número relativo de partículas y diámetro relativo de partícula. La secuencia de imágenes se ha obtenido con $P_{inj} = 1100$ bar, $\rho_{aire} = 30 \text{ kg m}^{-3}$, $\phi_{tob} = 115 \text{ }\mu\text{m}$.

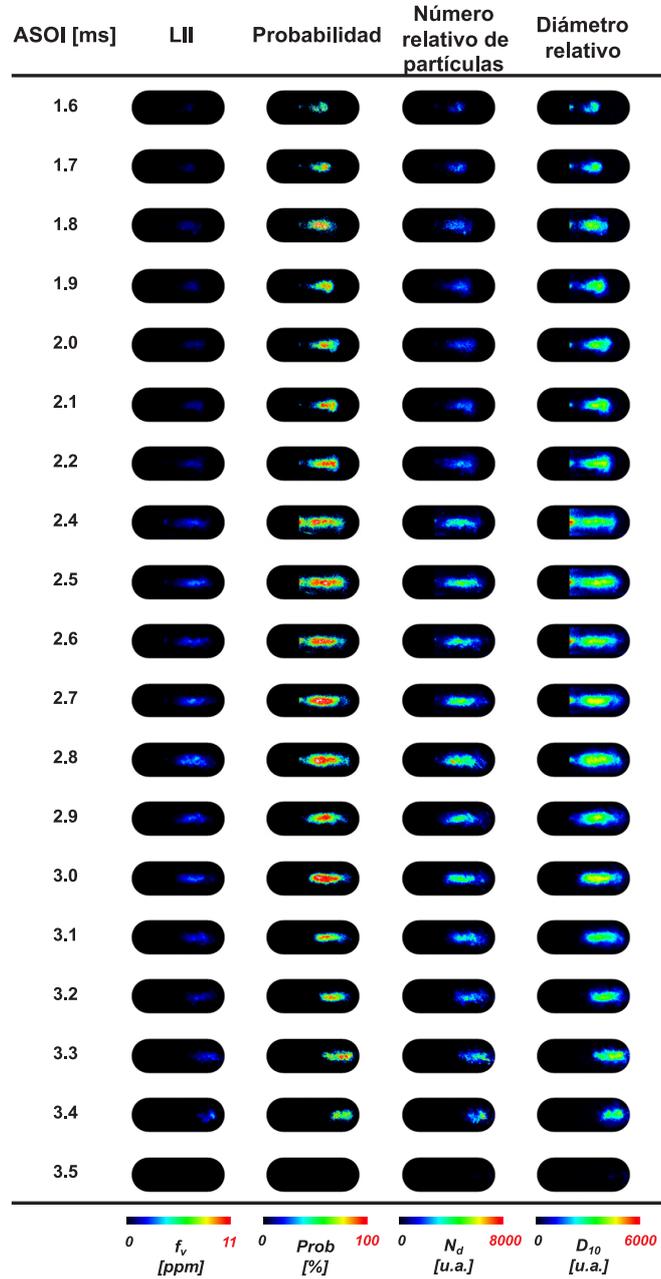


Figura 5.10: Secuencia temporal y espacial de la evolución de la concentración volumétrica de hollín, mapa de probabilidad, número relativo de partículas y diámetro relativo de partícula. La secuencia de imágenes se ha obtenido con $P_{inj} = 1300$ bar, $\rho_{aire} = 30 \text{ kg m}^{-3}$, $\phi_{tob} = 115 \text{ }\mu\text{m}$.

luminosidad de llama, respectivamente. Las líneas continuas en la parte superior indican la duración de la apertura del inyector y los valores estimados de englobamiento del aire se indican en la leyenda.

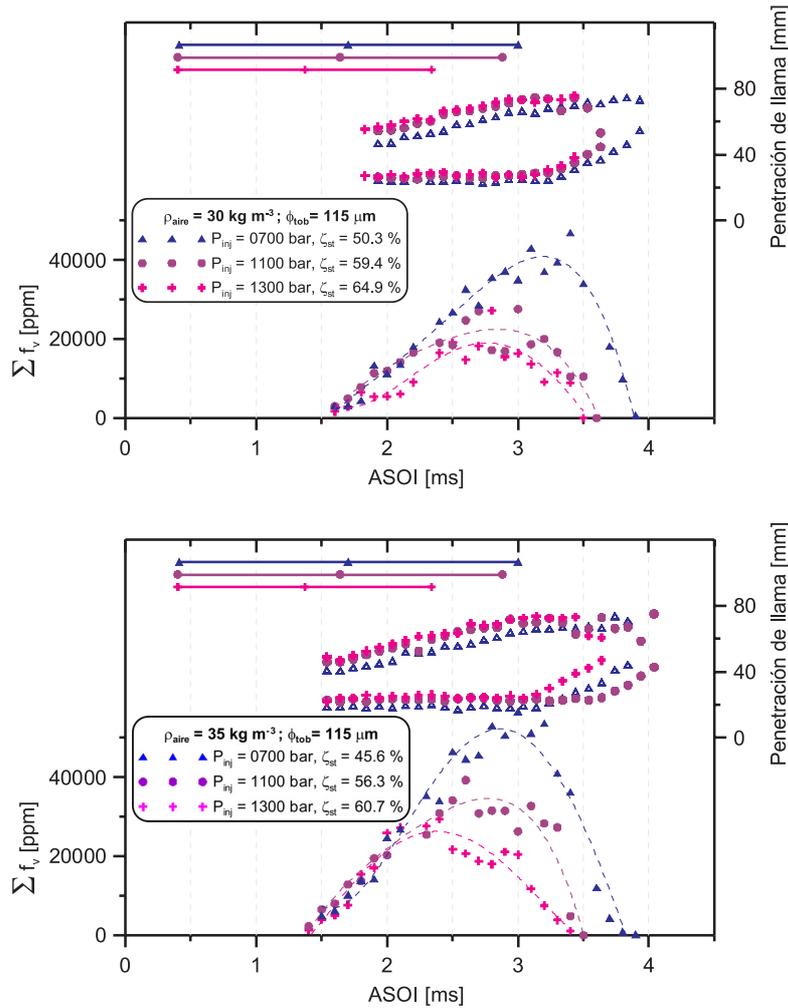


Figura 5.11: Perfiles de la evolución temporal de la concentración volumétrica (acumulada) de hollín (parte inferior) y de la penetración mínima y máxima de la llama (parte superior). Condiciones: $\phi_{tob} = 115 \mu\text{m}$, $\rho_{aire} = 30$ y 35 kg m^{-3} .

Como observación general se puede decir que el aumento en la presión de inyección provoca una disminución en la cantidad total de hollín. Hay varios factores que contribuyen a la reducción de la concentración de hollín con el incremento de la presión de inyección. El primero de ellos, es el incremento lin-

eal de la longitud de lift-off con el incremento de la velocidad de inyección [9], lo que se traduce en un incremento en la cantidad de englobamiento de aire (relativa a la cantidad de combustible inyectado) en la zona del chorro aguas arriba de la longitud de lift-off. De esta forma, podemos decir que un aumento en la cantidad de englobamiento de aire dará como resultado una disminución en la formación de hollín [17]. Un segundo factor que contribuye a la disminución en la formación de hollín al aumentar la presión de inyección podría ser el efecto del tiempo de residencia del chorro en la zona de reacción para la formación de hollín. Se sabe que el tiempo que necesita un elemento (sea de hollín o de cualquier otra naturaleza) en la zona de formación de hollín (o de formación de precursores) para desplazarse a una posición aguas abajo del chorro, es inversamente proporcional a la velocidad de inyección. Esto quiere decir que al aumentar la presión de inyección, habrá menos tiempo para que se forme hollín en la zona preferencial de formación y que posteriormente llegue a la zona de oxidación ubicada en la parte final de la llama turbulenta.

Igualmente, en la Figura 5.11 se muestra la penetración mínima y máxima estimada a partir de las imágenes de luminosidad natural de llama. Como ya se había dicho antes, el aumento de la presión de inyección hace aumentar la longitud de lift-off, lo que en un principio implicaría una reducción en la longitud de llama [17], aunque dicho efecto no se aprecia notablemente en los puntos experimentales de éste estudio, dado que se observa una mayor longitud de llama para el caso de $P_{inj} = 1300$ bar en comparación con el caso de 700 bar, y se ha observado la misma tendencia en los casos restantes. Esta diferencia tiene un valor promedio de 3 ± 2 mm, a favor de la presión de inyección más alta. A pesar de tener una mayor longitud de llama para el caso de mayor presión de inyección, parece que este aumento no afecta considerablemente la producción de hollín para los casos aquí estudiados.

También se observa un retraso temporal en el inicio de la señal de luminosidad respecto a la concentración de hollín mediante la técnica LII. Esto podría indicar que a bajas concentraciones y temperaturas de hollín, la luminosidad de llama no es lo suficiente intensa como para ser registrada mediante una cámara convencional, y para este caso, con tiempos de exposición cortos. Además, considerando que en los tiempos más próximos al inicio del ASOE apenas se están formando los precursores de hollín, y que espacialmente es la zona en la cual se da la inyección de las partículas de hollín, la técnica LII demuestra tener suficiente sensibilidad para la detección de bajos niveles de concentración de hollín, sugiriendo la posibilidad de hacer estudios aún más centrados en la primera etapa de la formación de hollín, que normalmente son las zonas que coinciden espacialmente con las posiciones cercanas a la periferia del chorro Diesel, tal y como lo muestran los resultados de Pickett [18].

En la Figura 5.12 se muestran los perfiles de evolución temporal de la concentración de hollín para el caso de la tobera con diámetro de $150 \mu\text{m}$.

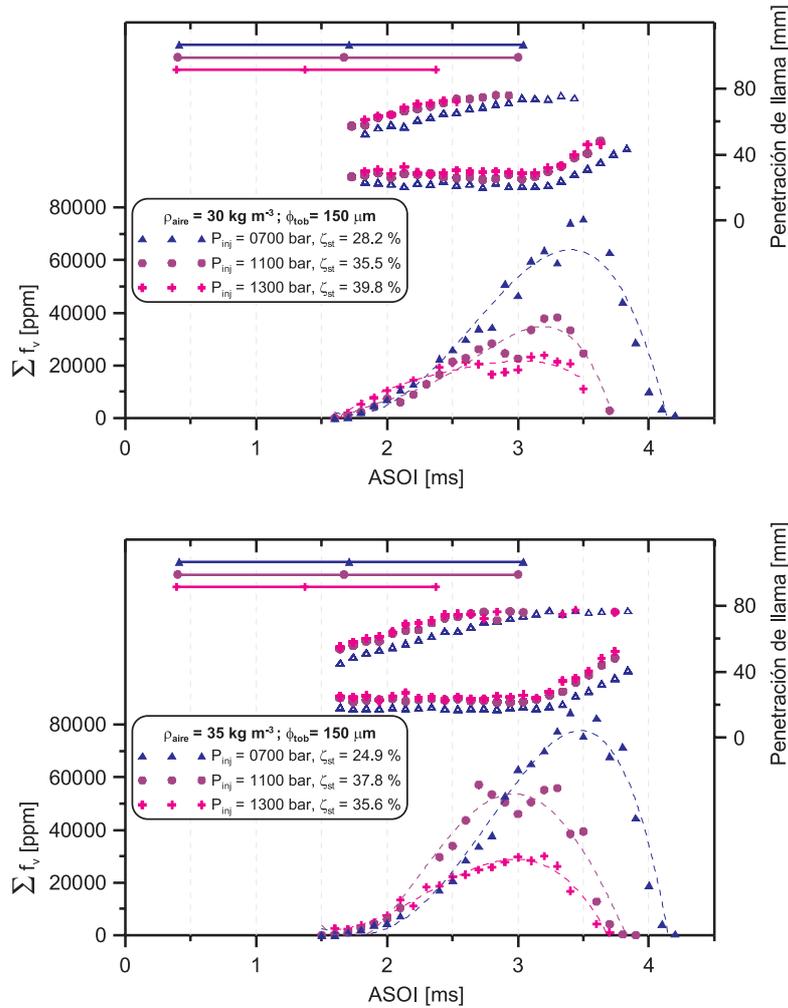


Figura 5.12: Perfiles de la evolución temporal de la concentración volumétrica (acumulada) de hollín (parte inferior) y de la penetración mínima y máxima de la llama (parte superior). Condiciones: $\phi_{\text{tobera}} = 150 \mu\text{m}$, $\rho_{\text{aire}} = 30$ y 35 kg m^{-3} .

Al igual que para el caso de la tobera de $115 \mu\text{m}$, la primera parte de la evolución de los perfiles temporales de concentración acumulada de hollín muestran un crecimiento casi lineal con el tiempo, representando así el dominio del proceso de formación de hollín en la zona de reacción, aunque conviene mencionar que el proceso de oxidación de hollín se da en todas las posiciones

espaciales y temporales de la llama.

Para todos los casos aquí estudiados, se observa que a partir de cierto tiempo hay una fluctuación en los valores medidos de concentración de hollín, lo que podría indicar una libre competición de los procesos de formación y oxidación de hollín en la llama, dando origen a la denominada llama de difusión controlada por la inyección. En la parte superior de las Figuras 5.11 y 5.12 también se ha indicado el intervalo de tiempo de apertura del inyector (estimado a partir de la tasa), y muestra una relación directa entre el fin de la apertura del inyector y la rápida disminución de los niveles de hollín detectados. En esta etapa del proceso, la formación de hollín es bastante baja, aunque se mantiene la tasa de oxidación en la zona periférica y la parte final de llama, lo que en principio podría explicar la rápida caída en concentración de hollín.

Aunque la información presentada en las gráficas anteriores arroja unas ideas claras sobre la interacción del hollín con otros fenómenos como la inyección o el englobamiento del aire, resulta conveniente reducir la cantidad la información con el objetivo de identificar tendencias entre los diferentes puntos de ensayo. Es por eso que se ha recurrido a una adaptación especial de la metodología similar presentada por Pickett [18], en la cual se reduce la naturaleza transitoria del chorro a una simple, pero representativa observación de un chorro cuasi-estacionario. En el trabajo de Pickett se han extraído los perfiles radiales KL en diferentes posiciones axiales a lo largo de la llama, y se ha promediado la secuencia temporal desde el instante en el que el vórtice frontal de la llama alcanza su máxima distancia hasta el fin de la inyección. Estos perfiles radiales del factor KL obtenidos mediante la técnica de extinción de luz se utilizan para obtener lo que el autor denomina "path-length-averaged soot volume fraction", \bar{f}_v , que es básicamente la concentración promedio de hollín a lo largo del perfil radial local de la llama.

En la Figura 5.13 se muestra la longitud radial local en función de la distancia axial a partir de las imágenes de LII. Para la extracción de la longitud local se ha considerado un espesor de aproximadamente 1 mm que atraviesa toda la sección radial, con el objetivo de obtener valores locales que no se vean sensiblemente afectados por la dispersión espacial y temporal de las medidas. Esta figura indica que la distancia de hollín aumenta a lo largo de la distancia axial hasta aproximadamente una distancia de 60 mm, y luego comienza a reducir su valor. Como idea general, se podría decir que estas distancias de hollín no se ven afectadas notablemente por la presión de inyección, a pesar de las pequeñas variaciones que se observan en la zona entre 50-60 mm, las cuales podrían explicarse probablemente por las típicas fluctuaciones en la

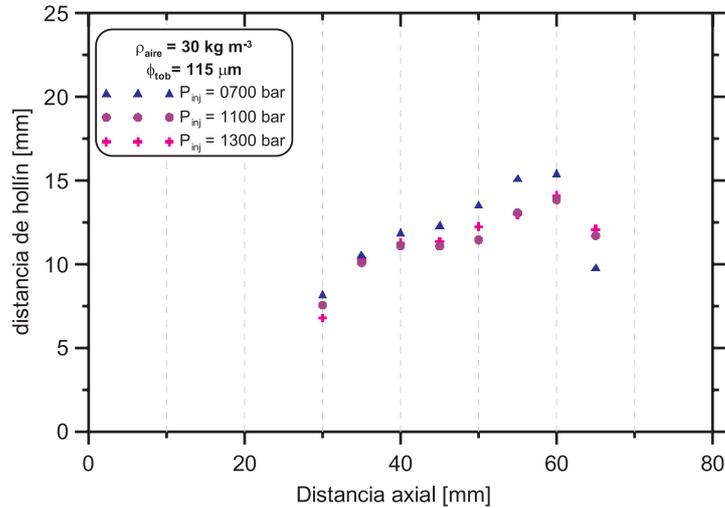


Figura 5.13: Distancia de hollín como función de la distancia axial a lo largo de la llama Diesel. Las distancias se han extraído de las imágenes corregidas de LII.

zona exterior de la periferia de la llama y que son causadas por la dispersión entre una inyección y otra.

Dado que la zona de mayor concentración de hollín en la región media de la llama turbulenta (denominada anteriormente como zona preferencial para la aparición del hollín) se localiza probablemente dentro de la zona determinada por la fracción global de mezcla, podríamos decir que esta ubicación de la zona estequiométrica media de la llama no depende en gran medida de la presión de inyección. Esta aparente falta de relación entre la presión de inyección con el cambio en la distancia de hollín se debe al cambio proporcional en la entrada de aire al chorro que ocurre cuando hay un cambio en la tasa de inyección (como lo muestra el cambio en los valores de ζ_{st}) en casi todas las posiciones axiales de la llama y con diferentes presiones de inyección.

La influencia del cambio en la presión de inyección sobre la distribución axial del hollín se puede observar en las Figuras 5.14 y 5.15. Esta figura muestra la relativa variación axial en la concentración de hollín para los casos aquí estudiados, en la cual se observa cierta similitud en la forma del perfil axial.

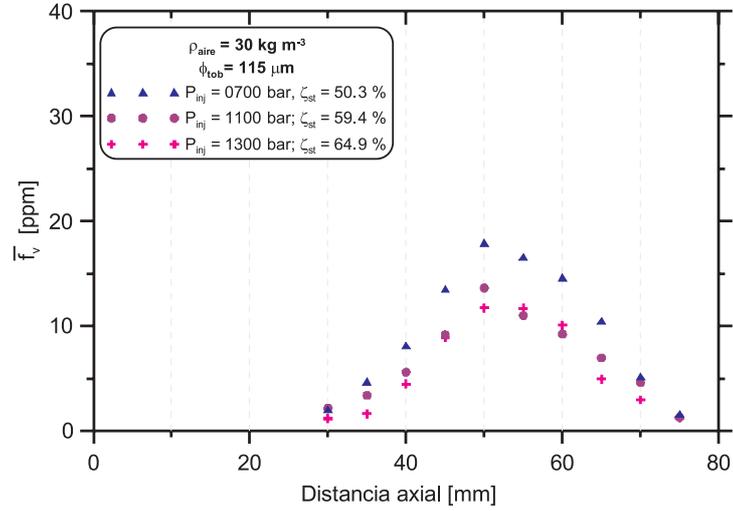


Figura 5.14: Concentración promedio de hollín en función de la distancia axial a partir del centro del inyector para tres diferentes presiones de inyección, densidad del aire de 30 kg m^{-3} y $\phi_{\text{tob}} = 115 \mu\text{m}$. En la leyenda se ha indicado el parámetro ζ_{st} .

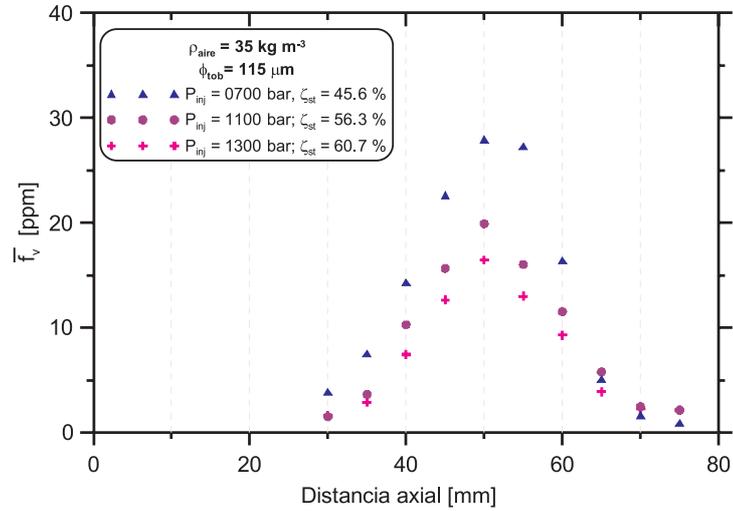


Figura 5.15: Concentración promedio de hollín en función de la distancia axial a partir del centro del inyector para tres diferentes presiones de inyección, densidad del aire de 35 kg m^{-3} y $\phi_{\text{tob}} = 115 \mu\text{m}$. En la leyenda se ha indicado el parámetro ζ_{st} .

En este par de gráficas se puede observar que con el incremento en la distancia axial, la concentración promedio también incrementa su valor ini-

cialmente, debido principalmente al dominio del mecanismo de formación del hollín, luego alcanza un valor máximo, y posteriormente comienza a disminuir debido a una menor disponibilidad de combustible en la zona de combustión, para acabar finalmente en la zona más alejada de la llama. Esta observación podría indicar que el aumento en la presión de inyección no favorece necesariamente a alguno de los procesos de formación u oxidación de hollín en la llama, si no que lo hace de manera proporcional para ambos mecanismos.

En relación a la distribución espacial del tamaño de partículas, representadas aquí por los mapas de diámetro medio relativo D_{10} , podemos decir que los tamaños están relativamente bien distribuidos a lo largo de la llama Diesel para todos los casos estudiados. Parece que la zona con los diámetros relativos más altos coincide con la zona donde la concentración de hollín es más alta, aunque conviene decir que la concentración de hollín en una determinada región espacial es función de la distribución del tamaño de partículas, y que en este caso en particular, podría relacionarse con los valores relativos de N_p y D_{10} extraídos de las imágenes de LII y LIS.

De esta forma, es posible encontrar zonas de alta concentración de hollín con valores bajos o intermedios de D_{10} , lo que sugiere la existencia de una gran cantidad de partículas en esta región. De hecho, parece que el factor que determina los valores más altos en concentración de hollín son los altos niveles en el número relativo de partículas. En un análisis detallado de los mapas de D_{10} y N_p se observa una reducción en estos dos valores cuando se incrementa la presión de inyección. La explicación de esta tendencia se sustenta en el hecho de que al inyectar a alta velocidades, se mejora la atomización del combustible, generándose gotas más pequeñas, las cuales se evaporan más rápidamente dado que tienen una baja relación superficie-volumen (mejorando la transferencia de calor con el fluido de trabajo). La mezcla se ve beneficiada por estos fenómenos, lo que a su vez hace que aumente la temperatura en la cámara de combustión que actúa como factor determinante en la formación del hollín: a mayor temperatura, mayores serán las tasas de formación y oxidación del hollín. De este modo, parece que la reducción en el tamaño de partícula se ve mayoritariamente influenciada por un incremento en la tasa de oxidación, y que durante ese proceso, al formarse partículas más pequeñas (o en caso, menos aglomeradas), éstas tienden a oxidarse más rápida y fácilmente.

5.4. Influencia de las condiciones termodinámicas del aire

Al igual que en el apartado anterior, se han tomado varias imágenes variando el tiempo ASOI a intervalos de $100 \mu\text{s}$. Para este análisis se ha recurrido a simplificar el amplio rango que podría cubrir la variación de la temperatura y la presión dentro de la cámara de combustión en un único valor representado en la densidad del aire dentro de la misma, dado que es un valor altamente representativo dentro de las condiciones necesarias para que se produzcan los fenómenos en los que estamos interesados analizar en este trabajo. En las Figuras 5.16, 5.17 y 5.18 se muestra la evolución temporal y espacial de los mapas de concentración de hollín, mapa de probabilidad, número y diámetro relativo de partículas para la tobera de diámetro de $115 \mu\text{m}$, densidad de aire de 35 kg m^{-3} y para las tres presiones de inyección utilizadas (700, 1100 y 1300 bar). Estas imágenes ya han sido corregidas mediante los procedimientos estudiados en el capítulo anterior.

Estas figuras muestran tendencias similares a las presentadas en el apartado anterior y que corresponden a las mismas condiciones experimentales pero con una densidad mayor. Los mapas de probabilidad muestran nuevamente la tendencia a la agrupación espacial de la concentración de hollín en la parte central de llama, a una distancia más o menos fija a partir del centro del inyector.

Una primera inspección visual de las imágenes nos permite decir que aunque no hay cambios muy significativos en la estructura de la llama en cuanto a su forma o en la distribución de los clústeres de hollín, si se le compara con el caso para la densidad de 30 kg m^{-3} , sí que se observa un aumento en la concentración de hollín.

Las Figuras 5.19, 5.20 y 5.21 muestran los perfiles de concentración volumétrica de hollín para las presiones de inyección de 700, 1100 y 1300 bar para la tobera $115 \mu\text{m}$, respectivamente.

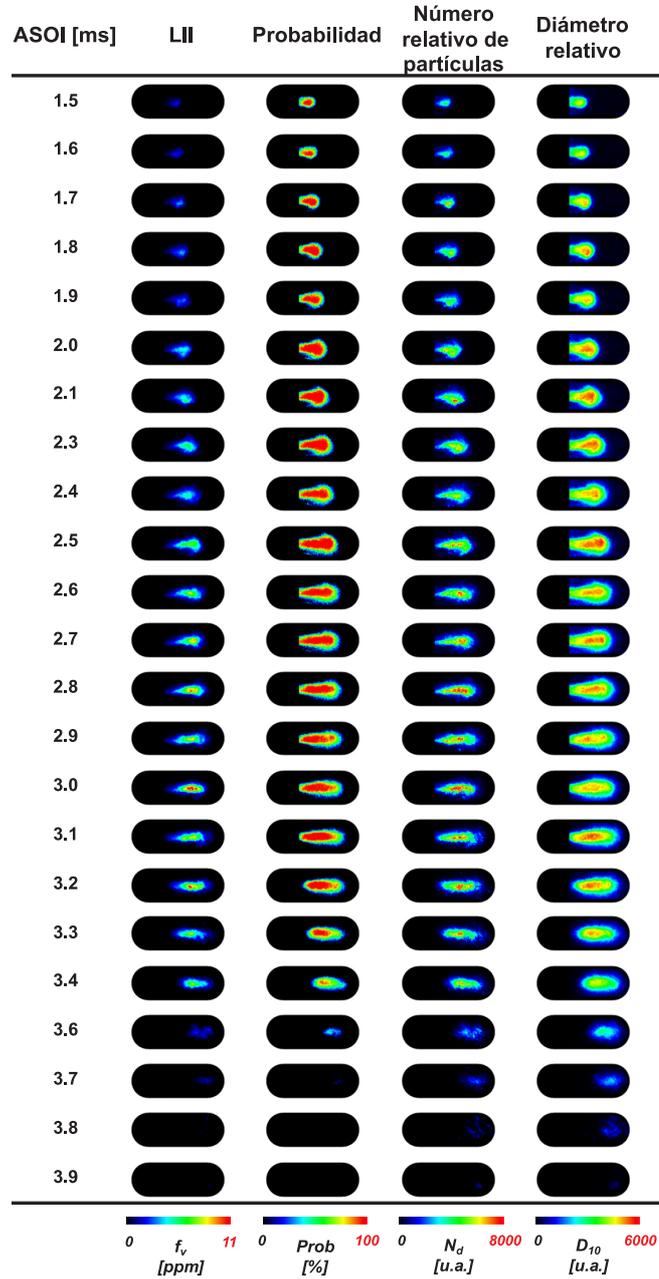


Figura 5.16: Secuencia temporal y espacial de la evolución de la concentración volumétrica de hollín, mapa de probabilidad, número relativo de partículas y diámetro relativo de partícula. La secuencia de imágenes se ha obtenido con $P_{inj} = 700$ bar, $\rho_{aire} = 35 \text{ kg m}^{-3}$, $\phi_{tob} = 115 \text{ }\mu\text{m}$.

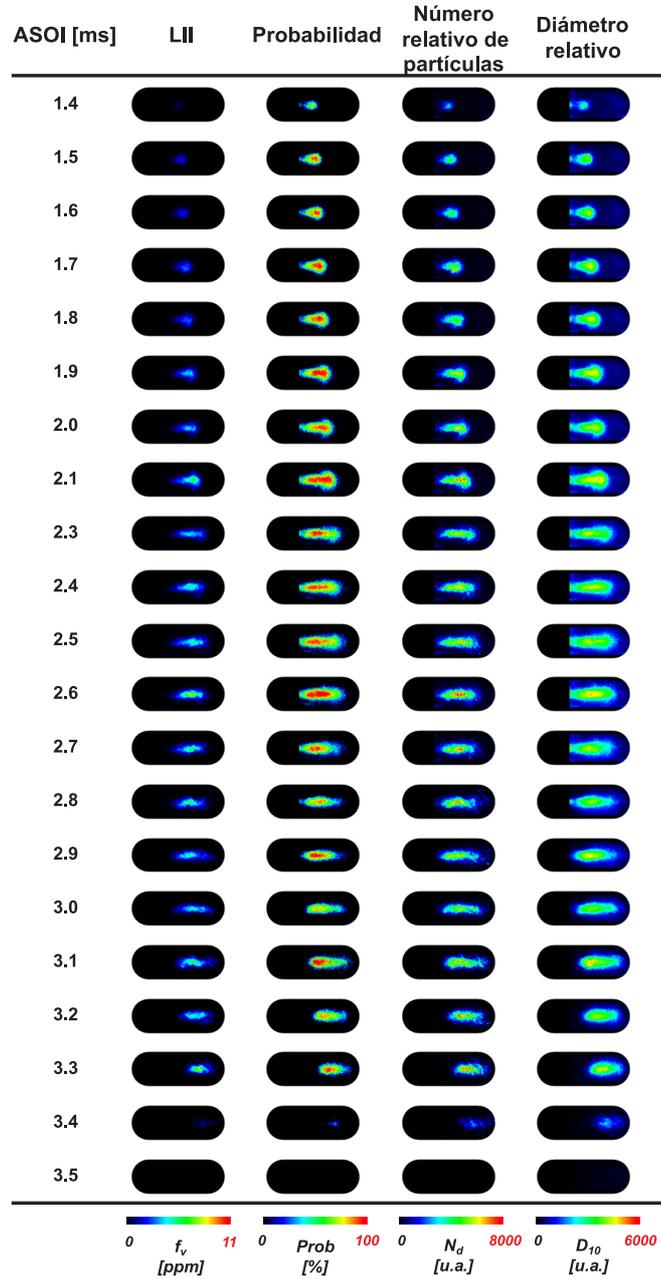


Figura 5.17: Secuencia temporal y espacial de la evolución de la concentración volumétrica de hollín, mapa de probabilidad, número relativo de partículas y diámetro relativo de partícula. La secuencia de imágenes se ha obtenido con $P_{inj} = 1100$ bar, $\rho_{aire} = 35 \text{ kg m}^{-3}$, $\phi_{tob} = 115 \text{ }\mu\text{m}$.

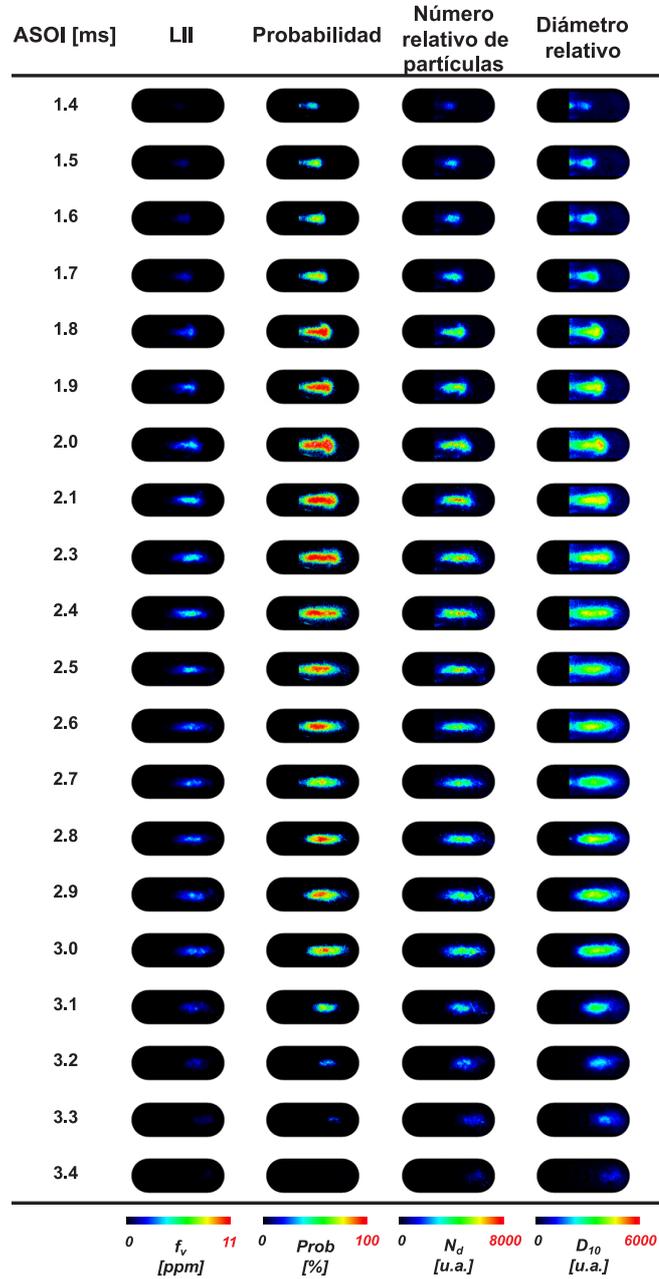


Figura 5.18: Secuencia temporal y espacial de la evolución de la concentración volumétrica de hollín, mapa de probabilidad, número relativo de partículas y diámetro relativo de partícula. La secuencia de imágenes se ha obtenido con $P_{inj} = 1300$ bar, $\rho_{aire} = 35 \text{ kg m}^{-3}$, $\phi_{tob} = 115 \text{ }\mu\text{m}$.

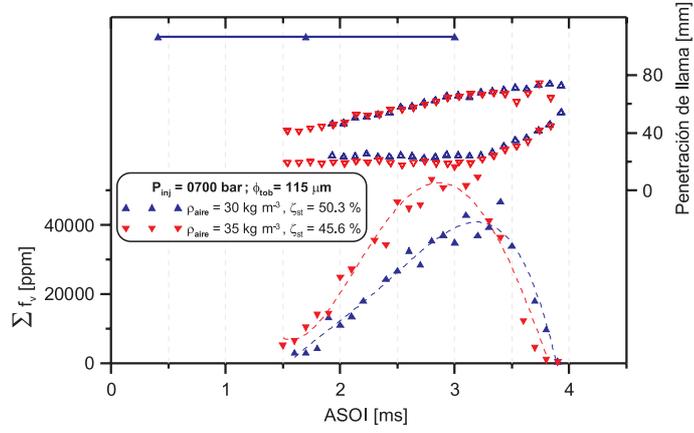


Figura 5.19: Perfiles de la evolución temporal de la concentración volumétrica (acumulada) de hollín para $\rho_{\text{aire}} = 30 \text{ kg m}^{-3}$ y 35 kg m^{-3} con $P_{\text{inj}} = 700 \text{ bar}$, $\phi_{\text{tob}} = 115 \mu\text{m}$. Cada punto representa el promedio de al menos 50 imágenes. Los tiempos son relativos al inicio del pulso de inyección.

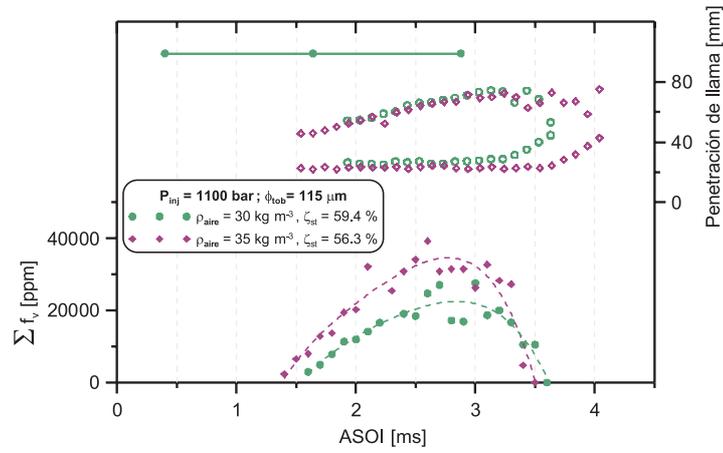


Figura 5.20: Perfiles de la evolución temporal de la concentración volumétrica (acumulada) de hollín para $\rho_{\text{aire}} = 30 \text{ kg m}^{-3}$ y 35 kg m^{-3} con $P_{\text{inj}} = 1100 \text{ bar}$, $\phi_{\text{tob}} = 115 \mu\text{m}$. Cada punto representa el promedio de al menos 50 imágenes. Los tiempos son relativos al inicio del pulso de inyección.

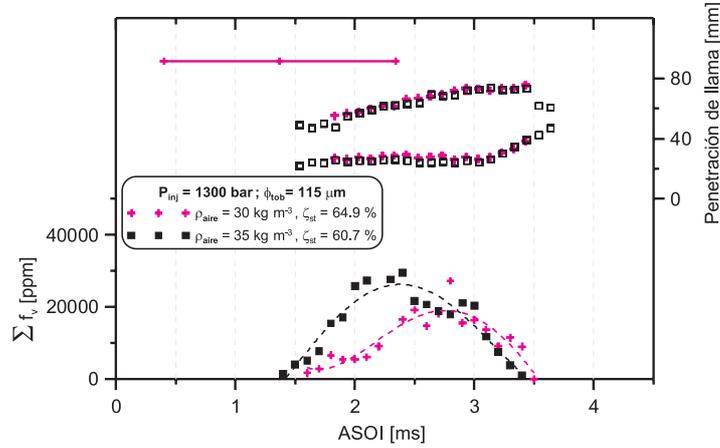


Figura 5.21: Perfiles de la evolución temporal de la concentración volumétrica (acumulada) de hollín para $\rho_{\text{aire}} = 30 \text{ kg m}^{-3}$ y 35 kg m^{-3} con $P_{\text{inj}} = 1300 \text{ bar}$, $\phi_{\text{tob}} = 115 \mu\text{m}$. Cada punto representa el promedio de al menos 50 imágenes. Los tiempos son relativos al inicio del pulso de inyección.

De estas gráficas es posible indicar que aparentemente el inicio en la detección de la concentración de hollín parece depender de la densidad del aire. Dado que el retraso en el autoencendido de la mezcla depende en gran medida de la presión en la cámara de combustión [8, 19, 20], es posible que la formación de las primeras partículas pueda no estar relacionada con la aparición de la llama visible. Lo anterior podría indicar que la formación de hollín comienza durante la pirólisis inicial de alta temperatura de las primeras gotas de combustible [21].

De forma general, los perfiles de concentración muestran un incremento de carácter lineal antes de alcanzar un punto máximo, y posteriormente una zona de cuasi-estabilización. Analizando con más detalle los perfiles de concentración de hollín, es posible apreciar que los valores máximos de estos perfiles parecen estar directamente relacionados con el instante en el cual se ha terminado el proceso de inyección. Estas observaciones podrían estar sustentadas en las conclusiones establecidas en el trabajo de Flynn et al. [22] en el cual señalan que el final de la formación de los precursores del hollín coincide con el final de la inyección de combustible. Además, la reducción considerable en la concentración de hollín podría indicar el acelerado proceso de oxidación de las partículas de hollín, principalmente en la periferia de la llama de difusión. Las Figuras 5.22, 5.23 y 5.24 muestran los perfiles de concentración volumétrica de hollín para las presiones de inyección de 700, 1100 y 1300 bar para la tobera de $150 \mu\text{m}$, respectivamente.

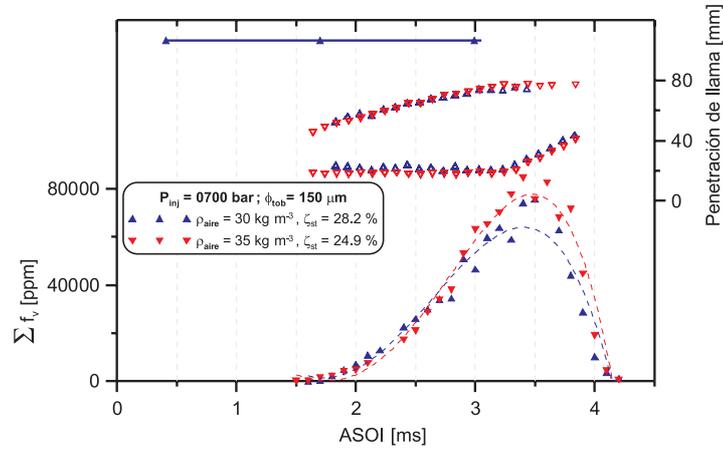


Figura 5.22: Perfiles de la evolución temporal de la concentración volumétrica (acumulada) de hollín para $\rho_{aire} = 30 \text{ kg m}^{-3}$ y 35 kg m^{-3} con $P_{inj} = 700 \text{ bar}$, $\phi_{tob} = 150 \mu\text{m}$. Cada punto representa el promedio de al menos 50 imágenes. Los tiempos son relativos al inicio del pulso de inyección.

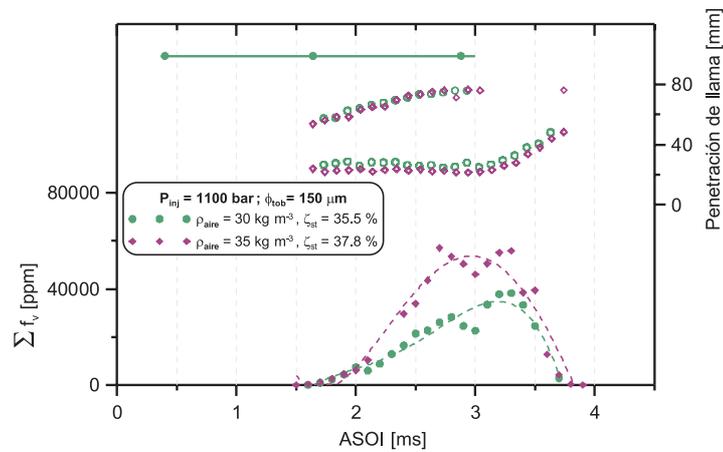


Figura 5.23: Perfiles de la evolución temporal de la concentración volumétrica (acumulada) de hollín para $\rho_{aire} = 30 \text{ kg m}^{-3}$ y 35 kg m^{-3} con $P_{inj} = 1100 \text{ bar}$, $\phi_{tob} = 150 \mu\text{m}$. Cada punto representa el promedio de al menos 50 imágenes. Los tiempos son relativos al inicio del pulso de inyección.

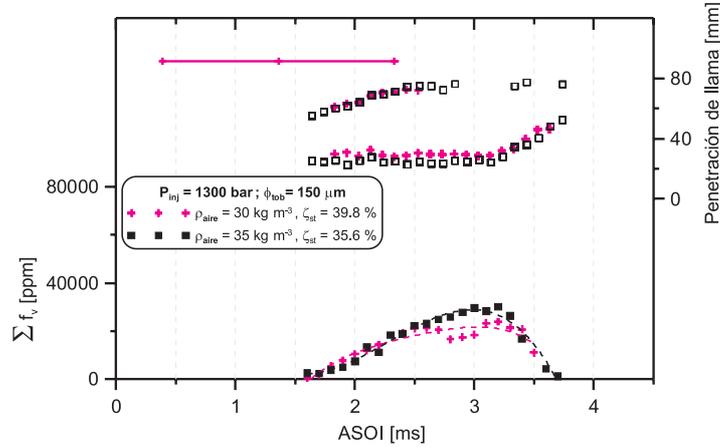


Figura 5.24: Perfiles de la evolución temporal de la concentración volumétrica (acumulada) de hollín para $\rho_{\text{aire}} = 30 \text{ kg m}^{-3}$ y 35 kg m^{-3} con $P_{\text{inj}} = 1300 \text{ bar}$, $\phi_{\text{tob}} = 150 \mu\text{m}$. Cada punto representa el promedio de al menos 50 imágenes. Los tiempos son relativos al inicio del pulso de inyección.

Al igual que para la tobera de $115 \mu\text{m}$, el aumento en la densidad del aire también aumenta los perfiles de concentración de hollín para el caso de la tobera de $150 \mu\text{m}$. Esta observación es consistente con los resultados obtenidos por Pickett [18], a pesar de que el aumento entre las diferentes densidades para esta investigación son cercanas al 15.5 %, y las de Pickett tienen factores de en el rango 200-400 %. Como se ha dicho antes, el propósito de este análisis es el de identificar tendencias y establecer las relaciones generales entre los diferentes puntos experimentales en cuanto a la concentración de hollín, y no se pretende en ningún caso obtener los mismos resultados. Por el contrario, el actual estudio experimental podría completar el amplio rango en los que podrían operar los motores Diesel, y de particular interés, la zona que comprende bajas temperaturas del aire en el punto muerto superior en la cámara de combustión, lo que causa grandes inestabilidades en la llama y que por lo tanto, son difíciles de interpretar de manera directa.

Para este apartado también se ha recurrido al uso del concepto de \bar{f}_v . En las Figuras 5.25, 5.26 y 5.27 se observa que un incremento en la densidad del aire causa un incremento en la concentración máxima promedio. Curiosamente, esta gráfica también nos muestra que la ubicación de la concentración máxima promedio a lo largo del eje axial, no parece verse afectada sustancialmente por un cambio en la densidad del aire para los casos aquí presentados.

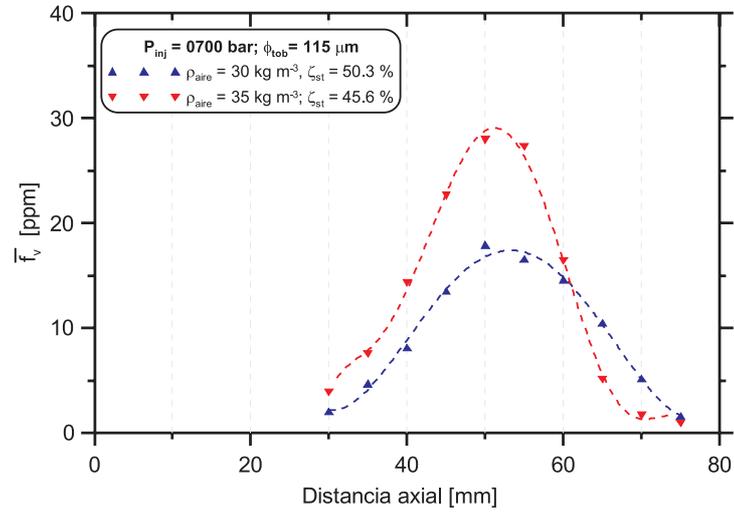


Figura 5.25: Concentración promedio de hollín en función de la distancia axial a partir del centro del inyector para densidades del aire de 30 y 35 kg m^{-3} , $P_{inj} = 700$ bar, $\phi_{tob} = 115 \mu\text{m}$. En la leyenda se ha indicado el parámetro ζ_{st} .

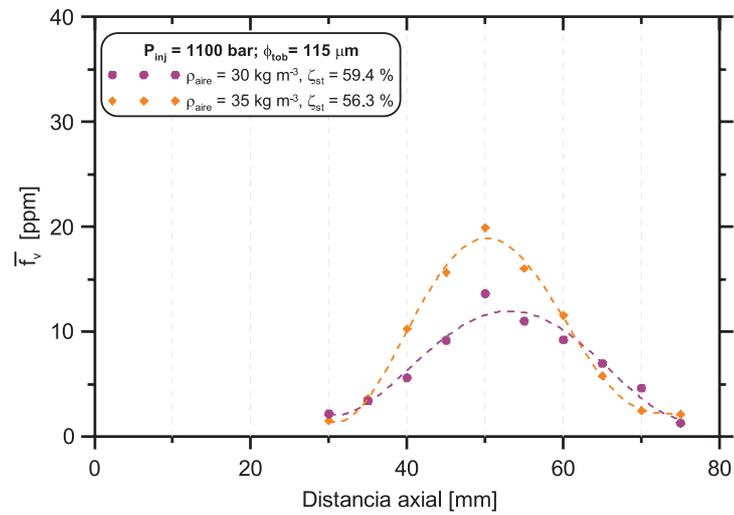


Figura 5.26: Concentración promedio de hollín en función de la distancia axial a partir del centro del inyector para densidades del aire de 30 y 35 kg m^{-3} , $P_{inj} = 1100$ bar, $\phi_{tob} = 115 \mu\text{m}$. En la leyenda se ha indicado el parámetro ζ_{st} .

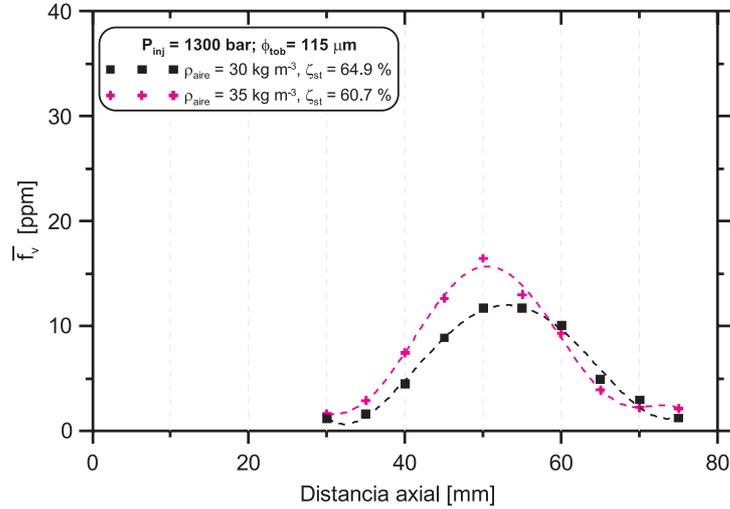


Figura 5.27: Concentración promedio de hollín en función de la distancia axial a partir del centro del inyector para densidades del aire de 30 y 35 kg m⁻³, $P_{inj} = 1300$ bar, $\phi_{tob} = 115$ μm . En la leyenda se ha indicado el parámetro ζ_{st} .

A pesar del incremento de la densidad del aire que implica una disminución de la longitud de lift-off y una disminución en la cantidad de aire arrastrado por el chorro, no es evidente el desplazamiento de la zona de máxima concentración en el eje horizontal. Dicho fenómeno puede tener origen en la relativa cercanía experimental entre las dos densidades analizadas, tal y como se ha indicado anteriormente, aunque esto no implica que no se puedan identificar tendencias, tal y como se explica seguidamente en este capítulo.

Para el caso del aumento en la densidad del aire, se observa una ligera disminución en el diámetro relativo D_{10} , seguido de un aumento en los niveles del número relativo de partículas. Tal y como lo indican las tendencias de los valores de englobamiento (ζ_{st}), el aumento en la densidad del aire empeora las condiciones locales de la relación aire/combustible, lo que se traduce en una relativa (y lenta) tasa de oxidación del hollín.

5.5. Influencia del diámetro de tobera

En las Figuras 5.28, 5.29, 5.30, 5.31, 5.32 y 5.33 se muestra la evolución temporal y espacial de los mapas de concentración de hollín y mapas de probabilidad para la tobera de diámetro de 150 μm , densidad de aire de 30 y 35 kg m⁻³ y para las tres presiones de inyección utilizadas (700, 1100 y 1300 bar).

Las imágenes ya han sido corregidas mediante los procedimientos estudiados a lo largo de esta Tesis Doctoral. Al observar detenidamente estas gráficas es posible sacar ideas generales sobre la influencia del diámetro de la tobera en la concentración de hollín en la llama.

La primera idea que podemos extraer de estas imágenes es el evidente incremento en la concentración de hollín al aumentar el diámetro de la tobera, lo que sugiere el uso de inyectores con diámetros de tobera más pequeños para reducir la formación de hollín. La causa de esta reducción drástica en la cantidad de hollín al reducir el diámetro de la tobera podría tener origen en un mayor factor de englobamiento del aire para la tobera de menor diámetro (manteniendo las mismas condiciones de densidad del aire y presión de inyección). También es posible que se produzca menos hollín en la llama dado que se está inyectando menos masa de combustible con la tobera de menor diámetro, aunque los estudios de Bergstrand [10] y Pickett [23, 24] sugieren que la mayor parte en la reducción del hollín se debe a cambios en la estructura de la llama, más que a un cambio neto en la masa inyectada.

Al cambiar el diámetro de tobera es posible que cambie la temperatura del hollín en el interior de la llama (siempre y cuando mantengamos las condiciones experimentales fijas), aunque dicho cambio se puede considerar pequeño y poco influyente en los resultados dado que, según la teoría, la temperatura adiabática de llama en una combustión estequiométrica y controlada por la mezcla, no debería cambiar significativamente con el diámetro del orificio. Los mapas de probabilidad de hollín muestran una discontinuidad en la parte más alejada del centro del inyector, especialmente para la última ventana temporal de la inyección. Observando detenidamente los mapas de probabilidad, y comparándolos con aquellos obtenidos con la tobera de $115 \mu m$, podemos decir que la zona preferencial de hollín en la tobera de $150 \mu m$ se posiciona también en la parte central de la cámara de combustión, aunque no se logra apreciar una zona estable de desarrollo (sostenido en el tiempo) como sí ocurría con la tobera de $115 \mu m$. Además, parece que la zona periférica de la zona de mayor ocurrencia de señal LII es mucho más irregular.

Para completar y resumir de alguna forma el análisis, se ha reducido la cantidad de información en una serie de gráficas que simplifican la interpretación y nos brindan una visión mucho más global de la evolución de los procesos de formación/oxidación, dado que permite un análisis temporal y espacial simultáneo. Dicha simplificación consiste en la sectorización de la imagen en la cámara de combustión, ya sea por sectores angulares o radiales. La sectorización radial consiste en dividir consecutivamente la zona de visualización en sectores que tienen como límites dos distancias radiales medidas desde el cen-

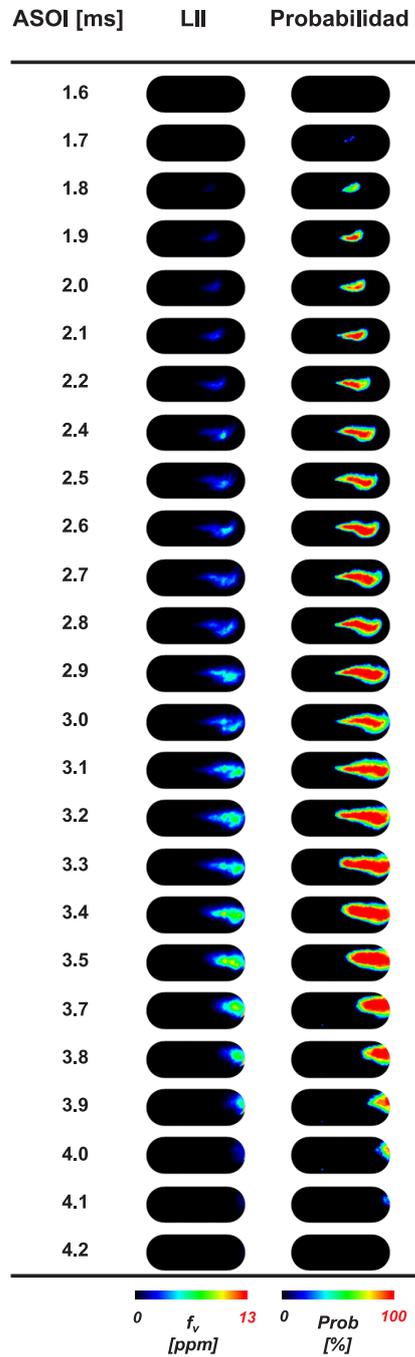


Figura 5.28: Secuencia temporal y espacial de la evolución de la concentración volumétrica de hollín y mapa de probabilidad. La secuencia de imágenes se ha obtenido con $P_{inj} = 700 \text{ bar}$, $\rho_{aire} = 30 \text{ kg m}^{-3}$, $\phi_{tob} = 150 \mu\text{m}$.

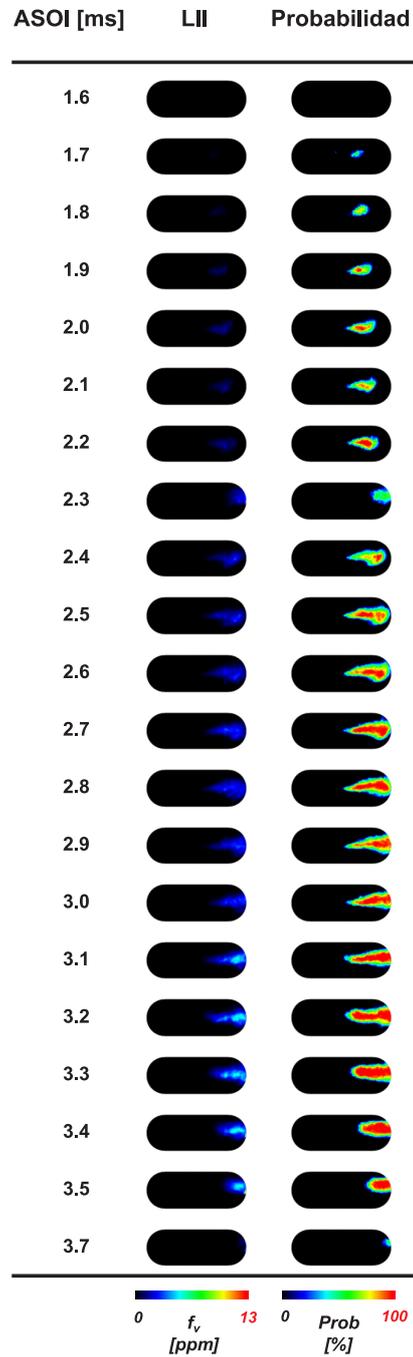


Figura 5.29: Secuencia temporal y espacial de la evolución de la concentración volumétrica de hollín y mapa de probabilidad. La secuencia de imágenes se ha obtenido con $P_{inj} = 1100$ bar, $\rho_{aire} = 30$ kg m⁻³, $\phi_{tob} = 150$ μ m.

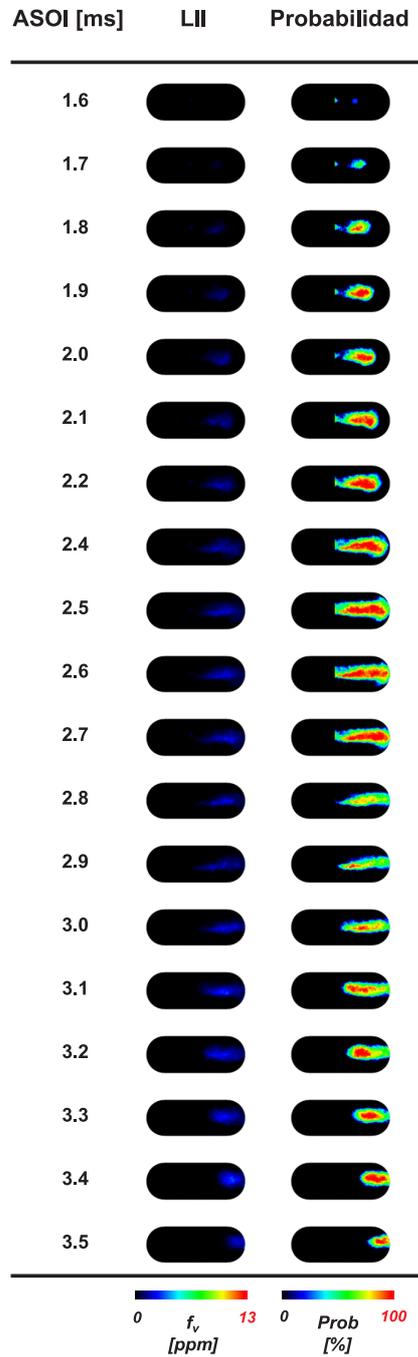


Figura 5.30: Secuencia temporal y espacial de la evolución de la concentración volumétrica de hollín y mapa de probabilidad. La secuencia de imágenes se ha obtenido con $P_{inj} = 1300 \text{ bar}$, $\rho_{aire} = 30 \text{ kg m}^{-3}$, $\phi_{tob} = 150 \mu\text{m}$.

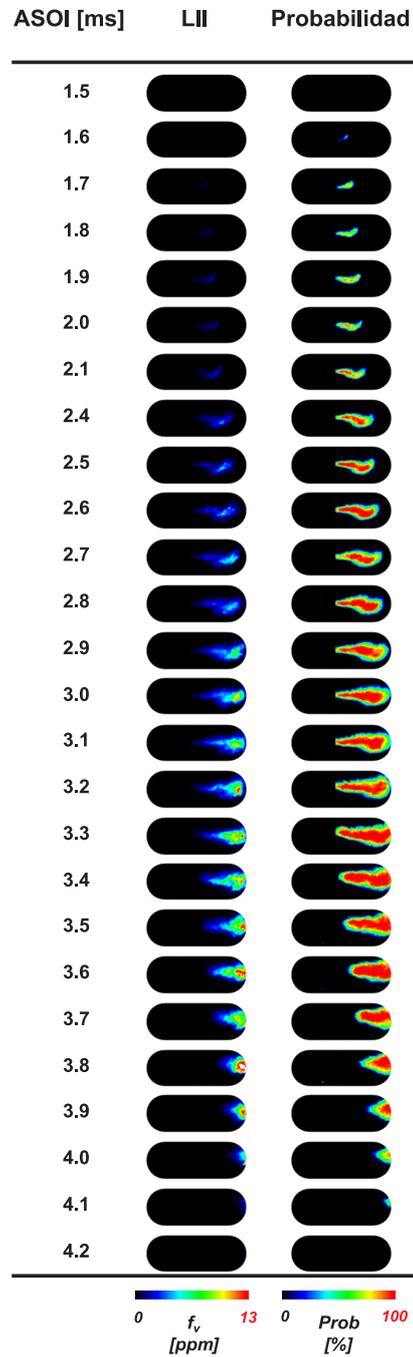


Figura 5.31: Secuencia temporal y espacial de la evolución de la concentración volumétrica de hollín y mapa de probabilidad. La secuencia de imágenes se ha obtenido con $P_{inj} = 700$ bar, $\rho_{aire} = 35$ kg m⁻³, $\phi_{tob} = 150$ μ m.

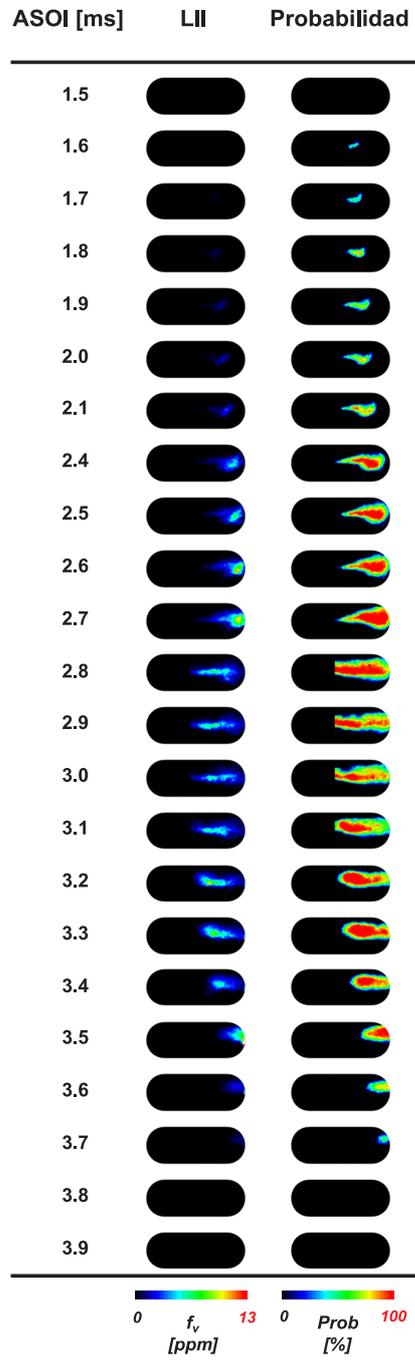


Figura 5.32: Secuencia temporal y espacial de la evolución de la concentración volumétrica de hollín y mapa de probabilidad. La secuencia de imágenes se ha obtenido con $P_{inj} = 1100 \text{ bar}$, $\rho_{aire} = 35 \text{ kg m}^{-3}$, $\phi_{tob} = 150 \text{ }\mu\text{m}$.

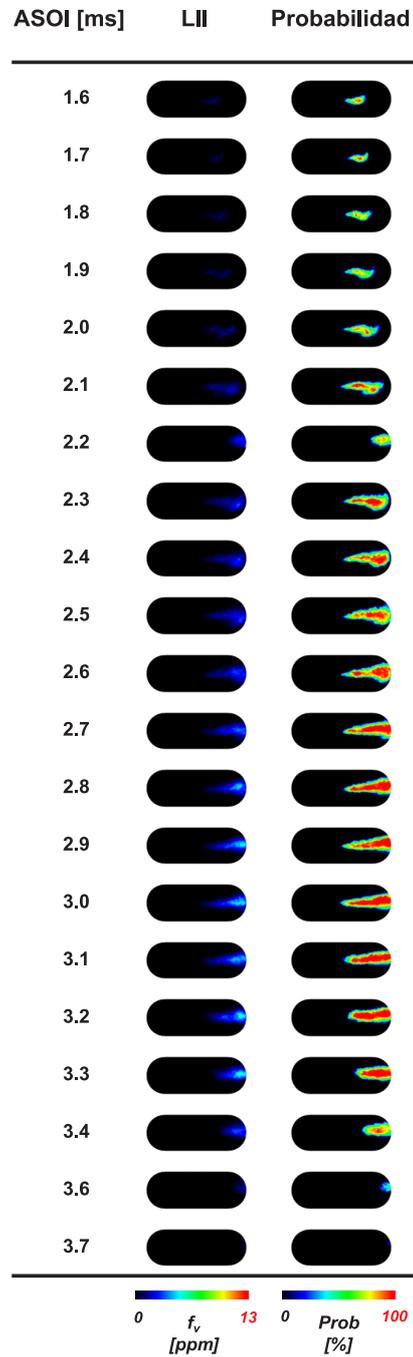


Figura 5.33: Secuencia temporal y espacial de la evolución de la concentración volumétrica de hollín y mapa de probabilidad. La secuencia de imágenes se ha obtenido con $P_{inj} = 1300$ bar, $\rho_{aire} = 35$ kg m⁻³, $\phi_{tob} = 150$ μ m.

tro del inyector. En la parte superior de la Figura 5.34 se muestra el esquema general para la sectorización radial, en la que se considera el radio máximo de visualización (en este caso será el límite de la ventana óptica) y el número de sectores determinado por n . Para esta investigación se ha considerado $n = 17$. De forma similar, la sectorización angular consiste en dividir consecutivamente la zona de visualización comprendida entre dos ángulos medidos desde un eje de referencia. Para esta investigación el número de divisiones angulares corresponde a $w = 35$, el eje de referencia se encuentra a -35° respecto al eje de simetría del inyector, y el ángulo máximo o de barrido es de 70° en sentido antihorario. En la parte inferior de la Figura 5.34 se muestra la geometría para la sectorización angular.

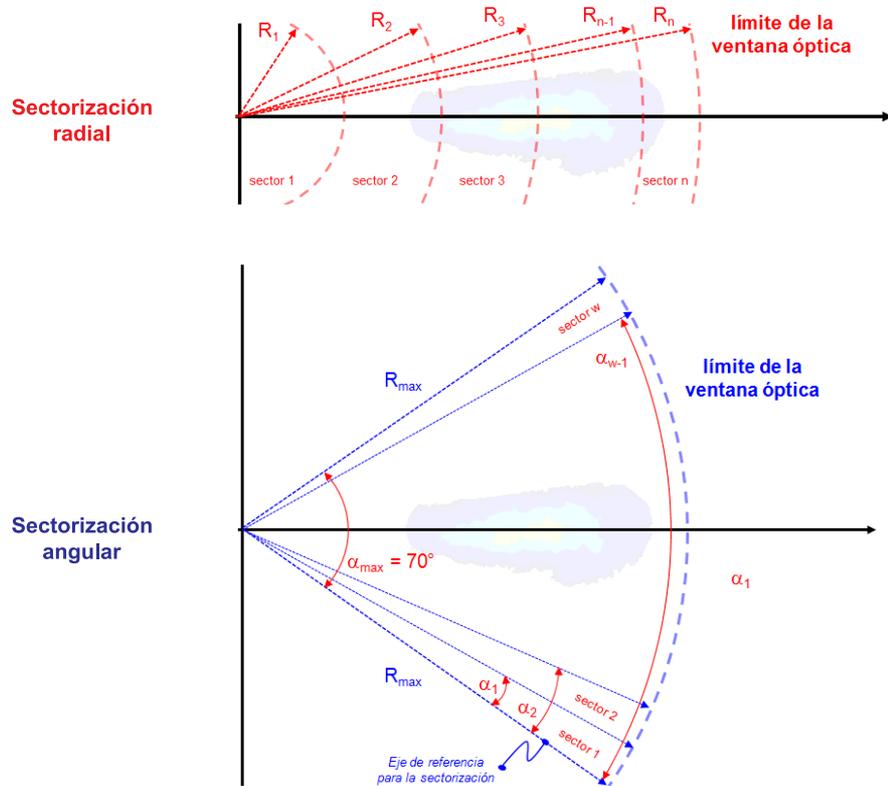


Figura 5.34: Representación esquemática de los procesos de sectorización radial (superior) y angular (inferior) para el caso de un solo chorro en la cámara de combustión.

En las Figuras 5.35, 5.36, 5.37 y 5.38 se muestran las evoluciones temporales, radiales y angulares de la concentración promedio de hollín para todos

los casos de esta investigación. De las Figuras 5.35 y 5.36 es sencillo deducir que el aumento en el diámetro de tobera ocasiona un incremento en la concentración promedio (téngase en cuenta que la escala de color para el caso de la tobera de $115 \mu m$ es el 50 % de la escala total para la tobera de $150 \mu m$), tal y como se ha explicado antes, y además se observa cómo la zona preferencial para el hollín se desplaza ligeramente hacia una zona más alejada del centro del inyector al aumenta el diámetro de la tobera. También se observa que la zona de máxima actividad en la formación del hollín se ubica entre los 2.5-3.5 ms ASOI y en la región comprendida entre los 45-65 mm a partir del centro del inyector. Paralelamente, en las Figuras 5.37 y 5.38 se observa que la zona de máxima concentración de hollín se ubica en la región angular entre los $25-45^\circ$ y que se corresponde con la misma ventana temporal observada en los sectores radiales.

Para los casos de la tobera $150 \mu m$ se observa que la llama turbulenta ha superado los límites de la zona de observación, aunque es aún posible observar tendencias similares en cuanto a las zonas de máxima concentración de hollín. La ventaja del uso de este tipo de gráficas radica en la fuerte y precisa simplificación de los resultados en un sencillo mapa bi-dimensional, y que la hace apta para su aplicación en caso con múltiples chorros, swirl en la cámara de combustión, entre otros.

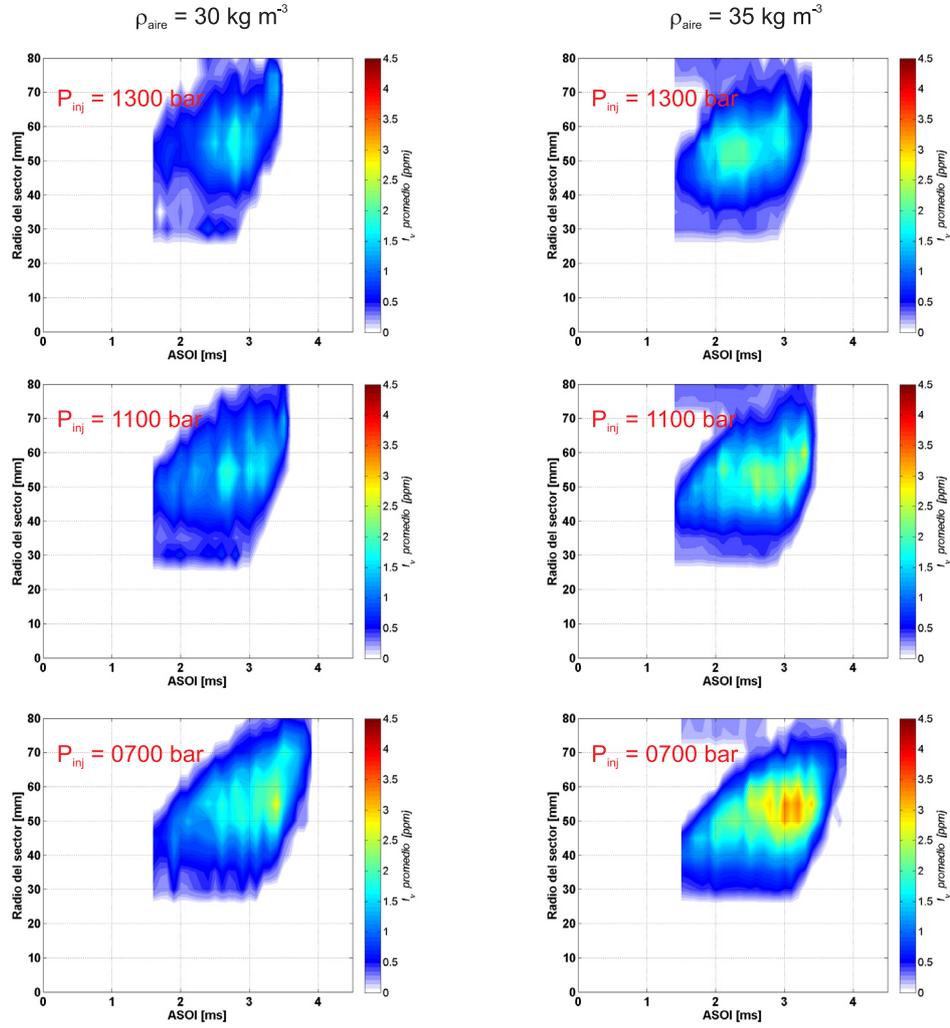


Figura 5.35: Evolución temporal y radial de la concentración promedio de hollín para $\rho_{\text{aire}} = 30 \text{ kg m}^{-3}$ y 35 kg m^{-3} con $P_{\text{inj}} = 700, 1100$ y 1300 bar , $\phi_{\text{tob}} = 115 \mu\text{m}$. Los tiempos son relativos al inicio del pulso de inyección.

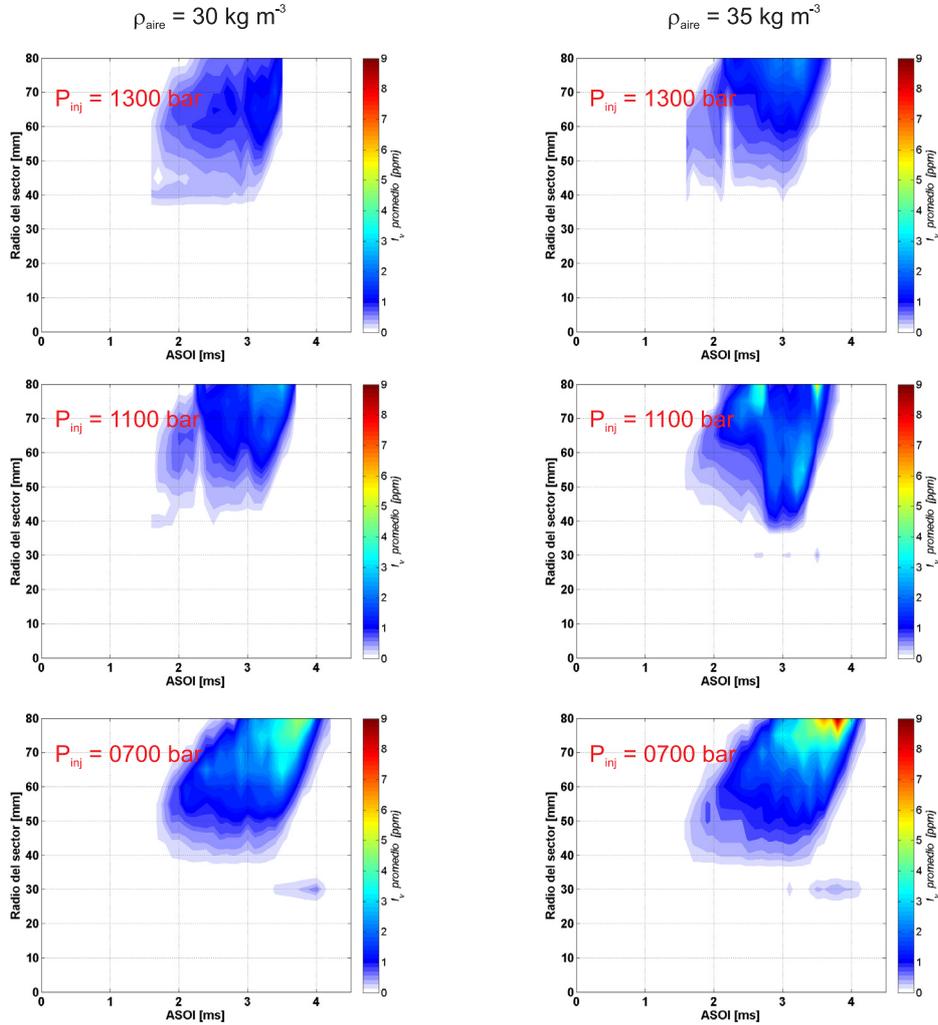


Figura 5.36: Evolución temporal y radial de la concentración promedio de hollín para $\rho_{\text{aire}} = 30 \text{ kg m}^{-3}$ y 35 kg m^{-3} con $P_{\text{inj}} = 700, 1100$ y 1300 bar , $\phi_{\text{tob}} = 150 \mu\text{m}$. Los tiempos son relativos al inicio del pulso de inyección.

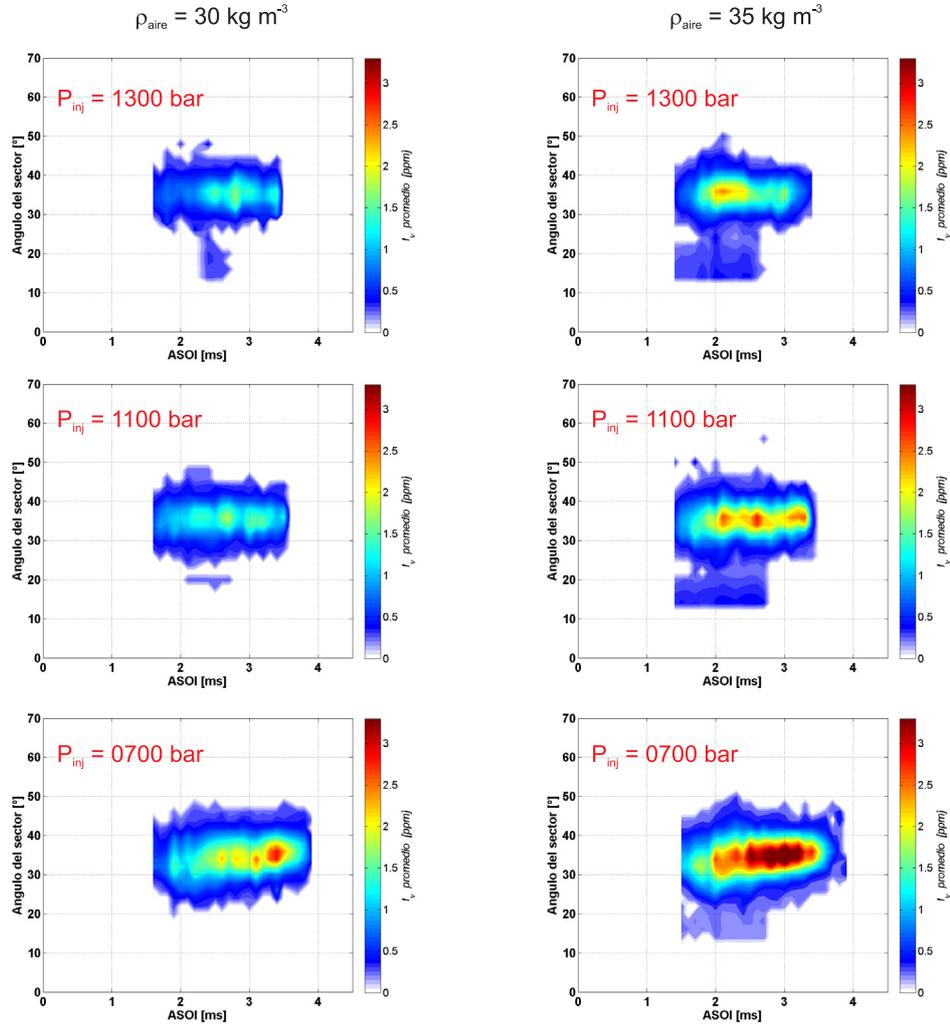


Figura 5.37: Evolución temporal y angular de la concentración promedio de hollín para $\rho_{\text{aire}} = 30 \text{ kg m}^{-3}$ y 35 kg m^{-3} con $P_{\text{inj}} = 700, 1100$ y 1300 bar , $\phi_{\text{tob}} = 115 \mu\text{m}$. Los tiempos son relativos al inicio del pulso de inyección.

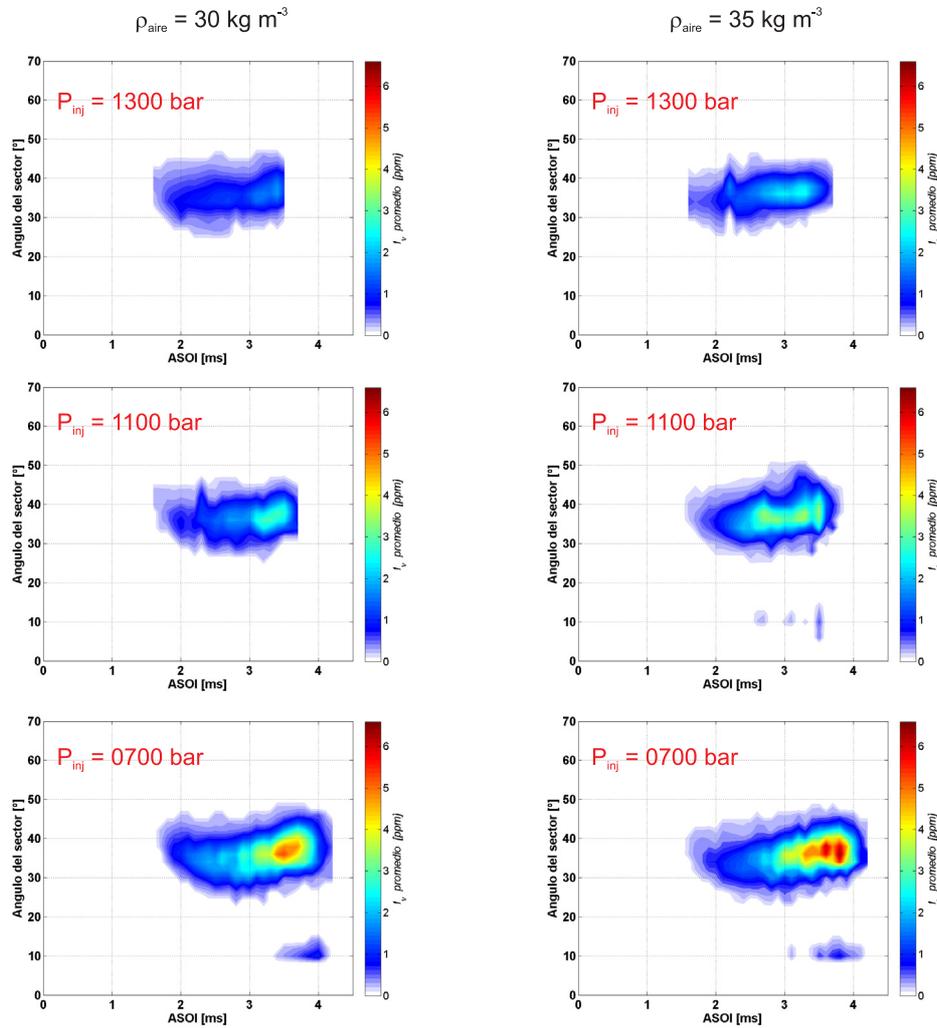


Figura 5.38: Evolución temporal y angular de la concentración promedio de hollín para $\rho_{\text{aire}} = 30 \text{ kg m}^{-3}$ y 35 kg m^{-3} con $P_{\text{inj}} = 700, 1100$ y 1300 bar , $\phi_{\text{tob}} = 150 \mu\text{m}$. Los tiempos son relativos al inicio del pulso de inyección.

5.6. Resumen y conclusiones

El capítulo aquí desarrollado ha mostrado la utilidad de la técnica LII para el análisis de la influencia de las condiciones de operación de un motor Diesel sobre los procesos de formación/oxidación del hollín. Mediante un estudio paramétrico que incluye la presión de inyección, las condiciones ter-

modinámicas del aire de admisión y el diámetro de tobera, se han analizado cuantitativamente los campos de concentración de hollín, las distribuciones relativas del tamaño y densidad numérica de las partículas que componen dicho hollín. Los rasgos más característicos de los procesos relacionados con el hollín que se dan en el interior de la cámara de combustión son analizados con resolución espacial y temporal (respecto al inicio del proceso de inyección de combustible) junto con la ayuda de otras técnicas experimentales y teóricas, lo que en su conjunto permite derivar las siguientes conclusiones:

- Los altos niveles de hollín presentes en la llama Diesel, así como su elevada variación ciclo a ciclo, demuestran la importancia de un análisis mucho más integral en el momento de evaluar los resultados que relacionan los procesos de formación/oxidación del hollín. Los mapas de probabilidad de concentración de hollín se muestran como una herramienta complementaria para el análisis, ya que permiten obtener información relacionada con la repetibilidad del fenómeno, la calidad de la señal LII, así como de la dispersión espacial de los clústeres de hollín en la zona de estudio.
- A pesar de la alta variación ciclo a ciclo entre los mapas de concentración de hollín, se evidencia la tendencia natural del proceso de formación de hollín sobre determinadas zonas en la cámara de combustión, especialmente aquellas ubicadas en la zona central de la llama. Lo mismo también parece ocurrir para el proceso de oxidación, aunque con mayor dispersión espacial, especialmente para los tiempos posteriores al fin de la inyección y presiones de inyección más bajas.
- Los resultados aquí presentados muestran que el final en la producción de precursores de hollín parece coincidir con el fin de la inyección. El análisis de las imágenes de LII muestran que la cantidad de hollín producida durante la combustión se ve afectada por los cambios en la presión de inyección, la densidad del aire y el diámetro de tobera. De esta forma se ha comprobado la similitud de la estructura de los campos de concentración de hollín con la descrita en la literatura, con un crecimiento en la cantidad de hollín producido a lo largo del eje axial del chorro.
- Se ha observado una disminución de la cantidad de hollín con el aumento de la presión de inyección, alcanzando su valor mínimo con la presión de 1300 bar para todas las densidades del aire y toberas aquí consideradas. Esta tendencia está relacionada con el englobamiento de aire antes de la longitud de lift-off, y deriva en una producción de gotas más finas

y un mejor proceso de preparación de la mezcla, lo que resulta en una producción de partículas más pequeñas y un mejor proceso de oxidación de las mismas.

- Se han obtenido los mapas bidimensionales del número y diámetro relativo de partículas mediante la combinación de las técnicas de LII y LES. El análisis de estos mapas muestra una distribución espacial bastante similar y homogénea para todos los casos estudiados. Al parecer, el factor que determina los valores más altos en concentración de hollín es el alto nivel en el número relativo de partículas.
- Se ha observado una disminución en los valores del número relativo (N_p) y diámetro relativo (D_{10}) de partícula con el incremento en la presión de inyección. Esta tendencia se sustenta en que a altas presiones de inyección, se da un mejor proceso de atomización, evaporación y mezcla del combustible con el aire, aumentando así la temperatura en la cámara de combustión, favoreciendo específicamente a la tasa de oxidación. Un aumento en la densidad del aire disminuye levemente el diámetro relativo D_{10} , aumentando el número relativo de partículas, todo esto sustentado en un aparente emperamiento en las condiciones locales de la relación aire/combustible.
- Se ha observado un aumento de la cantidad de hollín con el aumento de la densidad del aire, alcanzando su valor máximo para el caso de densidad del aire de 35 kg m^{-3} para todas presiones de inyección y toberas aquí consideradas. La evolución temporal de los perfiles de concentración muestra un incremento de carácter lineal antes de alcanzar valores máximos, indicando un claro favorecimiento del proceso de formación de hollín. Seguidamente se establece una zona de cuasi-estabilización, lo que arroja la hipótesis de una libre competición entre los procesos de formación y oxidación. Finalmente se observa una rápida y acelerada disminución en la concentración de hollín, donde al parecer, la tasa de oxidación del hollín supera a la tasa de formación.
- Se ha observado un aumento de la cantidad de hollín con el incremento en el diámetro de la tobera, mostrando tendencias similares a las encontradas en la literatura. Aunque para el caso de la tobera de mayor diámetro ($\phi_{tob} = 150 \mu\text{m}$) se ha observado que el vórtice frontal característico de las llamas Diesel sobrepasa el campo de visión, presenta mucha similitud en la estructura del campo de hollín para caso de la tobera de menor diámetro.

La descripción de los fenómenos de formación y oxidación del hollín y su relación con la presión de inyección, las propiedades termodinámicas del aire y el diámetro de tobera que se ha presentado a lo largo de este capítulo no es en absoluto definitiva, y por el contrario, los razonamientos con respecto al hollín podrían complementarse con otras medidas experimentales, o analizarse con modelos teóricos basados en mecanismos de formación/oxidación. No obstante, consideramos que la aplicación de la metodología desarrollada y los resultados presentados a lo largo de este capítulo representa un aporte a la descripción de los procesos de combustión Diesel.

Bibliografía

- [1] Juliá J.E. *Medida de concentraciones de combustible en chorros Diesel mediante técnicas de fluorescencia inducida por láser*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2001.
- [2] Martínez S. *Desarrollo de una instalación experimental para el estudio de chorros Diesel evaporados en atmósfera inerte y reactiva*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003.
- [3] Zapata L.D. *Caracterización de los procesos de inyección-combustión diesel mediante visualización y procesado de imágenes*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos - Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2010.
- [4] Bilger R.W. "Advanced laser diagnostics in combustion for prototype and modeling development". *10th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisbon, 1996.
- [5] Arrègle J. *Análisis de la estructura y dinámica interna de chorros Diesel*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos - Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1997.
- [6] 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, Valencia, 2003.

-
- [7] Correas D. *EStudio teórico-experimental del chorro libre Diesel isoter-mo*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos - Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1998.
- [8] Higgins B. y Siebers D.L. “Measurement of the flame lift-off location on DI diesel sprays using OH chemiluminescence”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2001-01-0918*, 2001.
- [9] Siebers D.L. y Higgins B. “Flame lift-off on direct-injection diesel sprays under quiescent conditions”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2001-01-0530*, 2001.
- [10] Bergstrand P., Försth M. y Denbratt L. “The influence of orifice diameter on flame lift-off length”. *ILAS-Europe 2002 Conference Proceedings*, Zaragoza, 2002.
- [11] Musculus M.P.B. “Effects of the in-cylinder environment on diffusion flame lift-off in a D.I. diesel engine”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2003-01-0074*, 2003.
- [12] Ito T., Kitamura T., Ueda M., Matsumoto T., Senda J. y Fujimoto H. “Effects of flame lift-off and flame temperature on soot formation in oxygenated fuel sprays”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2003-01-0073*, 2003.
- [13] Musculus M.P., Dec J.E. y Tree D.R. “Effects of fuel parameters and diffusion flame lift-off on soot formation in a heavy-duty DI diesel engine”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2002-01-0889*, 2002.
- [14] García 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, Valencia, 2004.
- [15] Pastor J.V., Garcia J.M., Pastor J.M. y Buitrago J.E. “Analysis methodology of diesel combustion by using flame luminosity, two-colour method and laser-induced incandescence”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2005-24-012*, 2005.
- [16] Dec J.E. “A conceptual model of DI diesel combustion based on laser sheet imaging”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 970873*, 1997.

- [17] Pickett L.M. y Siebers D.L. “Soot in diesel jets: effects of ambient temperature, ambient density and injection pressure”. *Combustion and Flame*, Vol. 138, pp. 114–135, 2004.
- [18] Pickett L.M. y Siebers D.L. “Soot formation in diesel fuel jets near the lift-off length”. *International Journal of Engine Research*, Vol. 7, pp. 103–130, 2006.
- [19] Higgings B., Siebers D.L. y Aradi A. “Diesel-spray ignition and premixed-burn behavior”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2001-01-0940*, 2000.
- [20] Pickett L.M., Siebers D.L. y Idicheria C.A. “Relationship between ignition processes and the lift-off length of diesel fuel jets”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2005-01-3843*, 2005.
- [21] Kennedy I.M. “Models of soot formation and oxidation”. *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 23, pp. 95–132, 1997.
- [22] Flynn P.K., Durrett R.P., Hunter G.L., zur Loye A.O., Akinyemi O.C., Dec J.E. y Westbrook C.K. “Diesel combustion: an integrated view combining laser diagnostics, chemical kinetics, and empirical validation”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 1999-01-0509*, 1999.
- [23] Pickett L.M. y Siebers D.L. “An investigation of diesel soot formation processes using micro-orifices”. *Proceedings of The Combustion Institute*, Vol. 29, pp. 655–662, 2002.
- [24] Pickett L.M. y Siebers D.L. “Orifice diameter effects on diesel fuel jet flame structure”. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Vol. 127, pp. 187–196, 2005.

Capítulo 6

Conclusiones y desarrollos futuros

Contenido

6.1. Conclusiones	231
6.2. Desarrollos futuros	237

6.1. Conclusiones

En este capítulo final se exponen las principales conclusiones de esta Tesis Doctoral. En la primera parte se tratarán las conclusiones de carácter general, es decir, las que tienen como tema principal la aplicación de la técnica de incandescencia inducida por láser (LII) para la medida de concentraciones de hollín en llamas laminares y difusivas. Seguidamente, y de forma individualizada, se procederá a exponer y analizar las principales conclusiones referentes a las metodologías experimentales desarrolladas que permitieron la realización de este trabajo. Dicho apartado estará dividido en dos grupos: las correspondientes al desarrollo de una metodología para la calibración y medida de concentraciones en llamas difusivas laminares mediante la incandescencia inducida por láser, y las relacionadas con la aplicación de la técnica LII junto con la técnica de dispersión elástica de Rayleigh (LES), en un estudio paramétrico en llamas turbulentas Diesel con el objetivo de estudiar los procesos de formación/oxidación del hollín.

• Conclusiones de carácter general

Como resultado de una amplia y extensa revisión bibliográfica, se ha constatado que la técnica de incandescencia inducida por láser es una herramienta experimental de amplio uso por la comunidad científica y apunta a convertirse en el estándar para la medición de la concentración de hollín en diferentes aplicaciones. Aunque su utilidad se centra en la medición de la concentración de hollín, principalmente en sistemas de combustión, de escape y medición ambiental, esta técnica se puede adaptar y combinarse con otras técnicas ópticas para la caracterización de partículas, brindando información sobre su morfología, distribución de tamaños y composición. Además, la técnica LII tiene la ventaja de extender su uso a otros sistemas de nanopartículas con un núcleo o base no carbonosa.

El montaje y disposición del equipamiento necesario para la realización de las medidas, permite su aplicación para la medida en sistemas tan complejos como un motor de encendido por compresión, brindando la posibilidad de obtener medidas puntuales, lineales o bi-dimensionales. Conviene distinguir entre experimentos que tienen como objetivo la obtención de resultados cualitativos y los que pretenden obtener resultados cuantitativos. El segundo tipo de experimentos requieren la calibración de la técnica, ya sea previa o *in-situ*, a la vez que se requiere caracterizar todos los dispositivos del sistema experimental y aplicar correcciones a la señal registrada. Dichas correcciones pretenden corregir las distorsiones ocasionadas por los diferentes fenómenos

físicos que aparecen en la escena de medida y que provocan errores no despreciables en la medida de concentraciones.

Dada la complejidad de los fenómenos involucrados para la obtención de la señal de incandescencia inducida por láser, su detección y correcta interpretación, se ha hecho uso de un modelo teórico detallado basado en la conservación de la energía y la masa, aplicado a un sistema de partículas de hollín bajo ciertas consideraciones. El uso de este modelo ha permitido establecer las principales limitaciones de la técnica, tales como el nivel de incertidumbre en la medida o su fiabilidad para las medidas cuantitativas en determinadas condiciones experimentales.

Mediante la técnica LII ha sido posible la medida de los campos de concentración de hollín en una llama de difusión laminar en condiciones atmosféricas y en una llama turbulenta en la cámara de combustión de un motor Diesel. La complejidad de los fenómenos involucrados en el desarrollo y puesta a punto de la técnica LII, junto con la dificultad de implementar esta técnica en las adversas y agresivas condiciones de motor, han hecho necesario el desarrollo e implementación de nuevas metodologías y herramientas para el procesamiento de la información. De este modo, podemos decir que la precisión general de la técnica LII es una compleja función de los diferentes fuentes de error involucradas por cada uno de los elementos que componen la cadena de medida.

- **Conclusiones relacionadas con la calibración y aplicación de la técnica LII en llamas difusivas laminares**

La primera parte de esta Tesis Doctoral ha permitido el desarrollo e implementación de la técnica LII en un quemador atmosférico de llama difusiva laminar para la calibración y medida de la concentración de hollín. Como ventaja principal podemos decir que el sistema permite trabajar en condiciones atmosféricas, factor muy importante a la hora de simplificar y aislar ciertos fenómenos asociados a los sistemas de alta presión y temperatura. Como desventaja podemos mencionar que el método necesitará algunos ajustes para su aplicación en la cámara de combustión, y por lo tanto, se tienen que plantear nuevas hipótesis, aplicar procedimientos de corrección y compensación.

La calibración y puesta a punto de la técnica LII ha implicado el desarrollo de una metodología completa de trabajo en la que se ha desarrollado un riguroso procedimiento experimental, matemático y computacional. Este procedimiento permitió la comparación entre dos diferentes metodologías, evaluando así los efectos de las distorsiones de la señal láser (*absorción*) y la señal LII (*auto-absorción*) sobre la interpretación de los resultados en la medición de la

concentración de hollín. Para una correcta calibración de la señal de incandescencia, la constante de calibración se tuvo que ajustar a la cantidad de hollín presente en el sistema, para lo cual fue necesario determinar previamente la cantidad de hollín en el sistema de medida, así como realizar algunas hipótesis sobre sus características morfológicas. Las imprecisiones causadas por las fluctuaciones en la energía láser, la absorción de la luz láser y la auto-absorción de la señal LII son en su mayoría, fenómenos relacionados al sistema experimental, y por lo tanto, deben evaluarse separadamente.

En relación a los procedimientos de corrección, se han desarrollado diferentes algoritmos basado en procesamiento digital de imágenes, con el propósito de corregir los posibles errores en la medida de concentraciones debidos tanto al sistema experimental utilizado (matrices de corrección) como a diferentes fenómenos físicos que aparecen en la zona de medida (factores de corrección). De forma resumida, los más importantes son:

- Corrección de inhomogeneidades en la irradiancia de la lámina láser: generadas por el perfil del haz láser y apertura de la lámina láser. Específicamente para este caso, la corrección se ha realizado a partir de la traza de la lámina láser obtenida a partir de la imagen de luz absorbida en una cubeta con Rodamina B.
- Corrección de absorción de luz láser: debida a la atenuación de la señal incidente y principalmente ocasionada por la nube de las partículas de hollín presentes en la zona de iluminación. Las distorsiones ocasionadas en la señal se han corregido mediante la ley de Beer-Lambert.
- Corrección de auto-absorción LII: debida al fenómeno de auto-absorción de la señal cuando es atenuada por las mismas partículas de hollín contenidas entre el plano de iluminación láser y el sistema óptico de recepción. Para su corrección se también se utilizó la ley de Beer-Lambert.

Es importante resaltar que los procedimientos de corrección anteriormente descritos aparecen en la literatura revisada, aunque se observó que éstos no se integraban en el proceso de calibración y procesamiento digital de imágenes de una manera tan concreta y específica, donde la mayoría de los análisis presentados eran tan solo de carácter cualitativo. Así, la implementación de estas correcciones mediante procesamiento digital de imágenes supone una novedad en el ámbito de las técnicas de medidas mediante incandescencia inducida por láser.

Finalmente, para poder establecer la base cuantitativa en la calibración de la señal de incandescencia, se han planteado dos métodos de calibración.

En ambos métodos, se ha utilizado el método de la extinción de luz como método de calibración, y por lo tanto, están basados en el principio de la ley de Beer-Lambert. Todas las incertidumbres asociadas a las propiedades del hollín, tales como el índice refractivo, morfología, grado de porosidad, entre otras, no se consideraron en detalle en esta Tesis Doctoral dado que escapaban a los objetivos inicialmente planteados. A pesar de estar basados en el mismo método, los dos métodos presentaron resultados diferentes, mostrando una dependencia de la zona de aplicación de la técnica, lo que puso en evidencia la importancia de seleccionar adecuadamente la constante de calibración de la señal LII.

- **Conclusiones relacionadas con las técnicas LII/LES en llamas turbulentas Diesel**

En una segunda parte de la presente Tesis Doctoral, se han desarrollado diferentes métodos para la corrección por absorción, auto-absorción y cambio en las propiedades termodinámicas del aire, lo que permite la corrección de la señal LII dentro del rango de operación de los motores Diesel (alta temperatura y alta presión). Al igual que con las correcciones para la llama difusiva laminar en el quemador atmosférico, las correcciones por absorción y auto-absorción en la llama turbulenta Diesel se han obtenido mediante un balance energético teórico sobre una nube de partículas, complementándose con una serie de medidas experimentales en condiciones reales de motor.

En relación a los procedimientos de corrección para la llama turbulenta, se han desarrollado nuevos algoritmos basados igualmente en procesamiento digital de imágenes. En el desarrollo de estos algoritmos se ha incorporado el concepto de los mapas de probabilidad, los cuales se muestran como una novedosa herramienta para el análisis de los campos de concentración de hollín (aunque también aplicables a otras medidas experimentales) a nivel espacial. Los mapas de probabilidad son de tipo estadístico, y como tal, tienen sus limitaciones. Al igual que en la sección anterior, las correcciones implementadas en la llama turbulenta Diesel se pueden resumir en los siguientes puntos:

- Corrección de absorción de luz láser: debida a la atenuación de la irradiancia láser y ocasionada por las partículas de hollín presentes en la zona de iluminación. Esta atenuación de la señal se ha corregido mediante la ley de Beer-Lambert y se han tenido en cuenta los mapas de probabilidad para determinar los factores locales de corrección.

- Corrección de auto-absorción LII: debida al fenómeno de auto-absorción de la señal cuando es atenuada por las mismas partículas de hollín contenidas entre el plano de iluminación láser y el sistema óptico de recepción. Al igual que en el punto anterior, esta distorsión de la señal se ha corregido mediante la ley de Beer-Lambert y se han utilizado los mapas de probabilidad para determinar los factores locales de corrección.
- La corrección por el cambio en las propiedades termodinámicas del aire, generadas básicamente por la enorme diferencia entre las condiciones de la llama difusiva laminar a temperatura y presión ambiente con aquellas que se dan en el interior de la cámara de combustión de un motor Diesel, se ha implementado y programado un modelo teórico de la señal de incandescencia inducida por láser, y se han simulado diferentes condiciones experimentales. Dichas condiciones experimentales se asemejan a aquellas encontradas en el rango de operación de los motores Diesel convencionales.

La combinación de la señal de LII con la información proporcionada por la dispersión inducida por láser (LIS), permitió obtener los mapas del tamaño y número relativo de partículas para el mismo volumen de control. Con esta información fue posible relacionar los procesos de formación/oxidación del hollín con fenómenos como el englobamiento del aire, las zonas preferenciales de hollín, entre otros, con el propósito de explicar la naturaleza general de la combustión Diesel.

Es importante resaltar que el concepto de los mapas de probabilidad para los campos de concentración, los procedimientos de corrección en llama difusiva laminar y turbulenta que hacen uso de la probabilidad de ocurrencia (mapas de probabilidad), suponen novedades en el ámbito de las técnicas de medidas basadas en la incandescencia inducida por láser.

El estudio paramétrico que incluye la variación de la presión de inyección, el diámetro de tobera y las condiciones termodinámicas del aire, permitió demostrar la utilidad de la técnica LII para el análisis de la influencia de estos parámetros sobre la llama turbulenta Diesel y su relación con los procesos de formación/oxidación. La aplicación de la técnica LII, las correcciones mediante el procesado digital de imágenes, junto con la información complementaria de otras técnicas ópticas u teóricas, permite confirmar las siguientes tendencias:

- Durante todo el desarrollo de la combustión, tanto a nivel temporal como espacial, se puede apreciar el proceso de oxidación del hollín, aunque presenta una mayor variabilidad espacial, especialmente para los tiempos posteriores al fin de la inyección y presiones de inyección más bajas.

- A pesar de la elevada variación ciclo a ciclo, los mapas de probabilidad de concentración de hollín muestran que el proceso de formación de hollín suele ubicarse en la zona central de la llama, aquella con los dosados más ricos, mostrando un comportamiento casi lineal en los primeros instantes a partir del inicio de la visualización de la longitud de lift-off. La evolución temporal de los perfiles de concentración evolucionan hasta alcanzar unos valores con una cierta fluctuación reducida, lo que podría indicar una zona de cuasi-estabilización, arrojando la hipótesis de una libre competición entre los procesos de formación y oxidación. Al final del proceso de combustión, se observa una rápida disminución en la concentración de hollín, dando la idea de que la tasa de oxidación del hollín supera a la tasa de formación.
- La producción de precursores de hollín parece coincidir con el fin de la inyección. La cantidad de hollín producida en el interior de la llama turbulenta se ve afectada por los cambios en la presión de inyección, la densidad del aire y el diámetro de tobera. mostrando un crecimiento en la cantidad de hollín producido a lo largo del eje axial del chorro.
- Se observa una disminución de la cantidad de hollín con el aumento de la presión de inyección. Esta reducción parece tener relación con el englobamiento de aire, la cual afecta el proceso de mezcla entre el aire y el combustible, permitiendo la producción de partículas más pequeñas y mejorando el proceso de oxidación del hollín. El aumento en la cantidad de hollín producida en el interior de la llama con el aumento de la densidad del aire encuentra su justificación en la existencia de cierta proporcionalidad entre la densidad del hollín (que en cierto modo, indica el grado de compactación de las partículas) y la presión que rodea a las partículas de hollín. El aumento en la cantidad de hollín con el aumento del diámetro de tobera se ve influenciado por el aumento relativo en la cantidad de combustible inyectado, pero el factor dominante parece ser la disminución en la cantidad de aire arrastrado y que determina las relaciones locales de aire/combustible.
- El análisis de los mapas bidimensionales del número y diámetro relativo de partículas muestran una disminución en los valores del número relativo (N_p) y diámetro relativo (D_{10}) de partícula con el incremento en la presión de inyección. El aumento en la densidad del aire parece disminuir el diámetro relativo D_{10} de partícula, lo que a su vez, aumenta el número relativo de partículas, siendo la causa el empeoramiento en las condiciones locales de la relación aire/combustible. El factor más determinante que podría explicar los valores más altos en concentración

de hollín a lo largo de llama, parece ser el alto nivel en el número relativo de partículas.

6.2. **Desarrollos futuros**

Para finalizar, en el siguiente apartado se presentará un resumen de los posibles desarrollos futuros que puedan mejorar los resultados obtenidos en esta Tesis Doctoral. De este modo, esta tesis no pretende dar por finalizada la metodología para la medición del campo de concentraciones de hollín en llamas difusivas. Por el contrario, consideramos que se ha establecido una base metodológica sobre la que se puede ir ampliando su aplicabilidad y sensibilidad, y que sería interesante profundizar en diferentes aspectos que se exponen a continuación:

- La técnica de incandescencia inducida por láser es un método bastante bien establecido en la comunidad científica y se ha convertido en el referente para la medida de la fracción volumétrica de hollín para diversas aplicaciones, tanto en llamas laminares o turbulentas, e incluso para sistemas en ausencia de llama como lo son los sistemas de escape de los motores Diesel, aún hay un amplio margen para mejorar la técnica, tanto desde el punto de vista experimental, como su base teórica, que es la que sustenta el procesado y análisis de los resultados de la señal LII. El presente trabajo se ha centrado en la medida de los campos de concentración de hollín en la cámara de combustión de un motor Diesel, y dadas las limitaciones ya sea en el diseño de la instalación experimental o en las técnicas LII/LES, algunos puntos experimentales tuvieron su inicio en tiempos más alejados del punto muerto superior. Sería interesante extender la aplicación del presente estudio a toda la ventana temporal del proceso de inyección/combustión, especialmente para los primeros instantes del inicio de la inyección y en regiones más cercanas a la vena líquida.
- Estudios experimentales simultáneos en la cámara de combustión mediante LII y en el sistema de escape mediante imágenes de microscopio electrónico de transmisión (TEM) y muestreo con técnica de termoforénesis, lo que permitiría la comparación directa entre tamaños y distribuciones de partículas para idénticas condiciones experimentales, además de brindar información sobre los procesos que se dan durante el viaje de las partículas de hollín desde el cilindro al sistema de escape.

- Estudios experimentales que permitan la evaluación de otros fenómenos o configuraciones presentes en los procesos de inyección/combustión Diesel, tales como la cavitación, cambios en la composición química del combustible o el fluido que contiene el agente oxidante, toberas multi-orificio, entre otros.
- Los datos experimentales brindan la oportunidad para el planteamiento de modelos conceptuales o la mejora de los existentes códigos computacionales. Sería interesante una comparación de los resultados obtenidos en esta Tesis Doctoral con aquellos obtenidos mediante CFD, con el objetivo de validar los modelos que permiten predecir la formación/oxidación del hollín.

Bibliografía

- [1] Adam A., Leick P., Bittlinger G. y Schulz C. “Visualization of the evaporation of a diesel spray using combined Mie and Rayleigh scattering techniques”. *Experiments in Fluids*, Vol. 47, pp. 439–449, 2009. **Aparece en: Cap.2**–[34].
- [2] Adrian R.J. “Particle-imaging techniques for experimental fluid mechanics”. *Annual Review Fluid Mechanics*, Vol. 22, pp. 261–304, 1991. **Aparece en: Cap.2**–[76].
- [3] Araneo L. y Tropea C. “Improving phase doppler measurements in a diesel spray”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2000-01-2047*, 2000. **Aparece en: Cap.2**–[72].
- [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, Valencia, 1997. **Aparece en: Cap.5**–[5].
- [5] Axelsson B., Collin R. y Bengtsson P.-E. “Laser-induced incandescence (LII) for soot particle size measurements in premixed flat flames”. *Applied Optics*, Vol. 39, pp. 3683–3690, 2000. **Aparece en: Cap.3**–[42], **Cap.4**–[2].
- [6] Bachalo W. y Houser M. “Phase-Doppler spray analyzer for simultaneous measurements of drop size and velocity distributions”. *Optical Engineering*, Vol. 23, pp. 583–590, 1984. **Aparece en: Cap.2**–[68].
- [7] Bae C.H. y Kang J. “Diesel spray characteristics of common-rail VCO nozzle injector”. *1st Conference on Thermo- and Fluid Dynamic Processes in Diesel Engines THIESEL 2000*, Valencia, 2000. **Aparece en: Cap.1**–[17].

- [8] Baert R., Frijters P., Somers B. y Luijten C. “Design and operation of a high pressure, high temperature cell for HD diesel spray diagnostics: guidelines and results”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2009-01-0649*, 2009. **Aparece en: Cap.2**–[17].
- [9] Bardi M., Payri R., Malbec L.M., Bruneaux G., Pickett L.M., Manin J., Bazyn T. y Genzale C.L. “Engine Combustion Network (ECN): Comparison of spray development, vaporization and combustion in different combustion vessels”. *Atomization and Sprays*, Vol. 10, pp. 807–842, 2012. **Aparece en: Cap.2**–[6].
- [10] Baritaud T., Heinze T. y Le-Cos J.F. “Spray and self-ignition visualisation in a DI diesel engine”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 940681*, 1994 **Aparece en: Cap.2**–[32].
- [11] Bartok W. y Sarofim A.F. *Fossil fuel combustion: a source book*. Wiley, ISBN 0-471-84779-8, 1991. **Aparece en: Cap.3**–[24].
- [12] Benajes J., Payri R., Bardi M. y Martí-Aldaraví P. “Experimental characterization of diesel ignition and lift-off length using a single-hole ECN injector”. *Applied Thermal Engineering*, Vol. 58, pp. 554–563, 2013. **Aparece en: Cap.2**–[28].
- [13] Bengtsson P.E. y Aldén M. “Soot visualization strategies using laser techniques: laser-induced fluorescence in C2 from laser-vaporized soot and laser-induced soot incandescence”. *Applied Physics B*, Vol. 60, pp. 51–59, 1995. **Aparece en: Cap.3**–[59].
- [14] Bergstrand P., Försth M. y Denbratt L. “The influence of orifice diameter on flame lift-off length”. *ILAS-Europe 2002 Conference Proceedings*, Zaragoza, 2002. **Aparece en: Cap.5**–[10].
- [15] Berlman I.B. *Handbook of fluorescence spectra of aromatic molecules*. Academic Press, ISBN 0-12-092656-3, 1971. **Aparece en: Cap.4**–[68].
- [16] Bilger R.W. “Advanced laser diagnostics in combustion for prototype and modeling development”. *10th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisbon, 1996. **Aparece en: Cap.1**–[26], **Cap.5**–[4].
- [17] Black D.L., McQuay M.Q. y Bonin M.P. “Laser-based techniques for particle-size measurement: a review of sizing methods and their industrial applications”. *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 22, pp. 267–306, 1996. **Aparece en: Cap.3**–[4].

- [18] Bladh H., Bengtsson P.-E., Delhay J., Bouvier Y., Therssen E. y Desgroux P. “Experimental and theoretical comparison of spatially resolved laser-induced incandescence (LII) signals of soot in backward and right-angle configuration”. *Applied Physics B*, Vol. 83, pp. 423–433, 2006. **Aparece en: Cap.3**–[99].
- [19] Bladh H. y Bengtsson P.E. “Characteristics of laser-induced incandescence from soot in studies of a time-dependent heat- and mass-transfer model”. *Applied Physics B*, Vol. 78, pp. 241–248, 2004. **Aparece en: Cap.3**–[48].
- [20] Bladh H., Johnson J. y Bengtsson P.-E. “On the dependence of the laser-induced incandescence (LII) signal on soot volume fraction for variations in particle size”. *Applied Physics B*, Vol. 90, pp. 109–125, 2007. **Aparece en: Cap.3**–[119], **Cap.4**–[89].
- [21] Blessinger M., Meijer M., Pickett L.M., Manin J. y Skeen S. “Liquid/vapor penetration and plume-plume interaction of vaporization iso-octane and ethanol SIDI sprays”. *ILASS Americas, 25th Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*, Pittsburgh, 2013. **Aparece en: Cap.2**–[10].
- [22] Bockhorn H. y Schäfer T. “Mechanism of soot nucleation in flames: a critical review”. *Combustion and Flame*, Vol. 42, pp. 215–242, 1981. **Aparece en: Cap.3**–[21].
- [23] Bockhorn H. y Schäfer T. *Soot formation in combustion: Mechanisms and models*. Springer Verlag, ISBN 3-54058-398-X, 1994. **Aparece en: Cap.1**–[13].
- [24] Bohren C.F. y Huffman D.R. *Absorption and scattering of light by small particles*. Wiley, ISBN 978-0-471-29340-8, 1998. **Aparece en: Cap.3**–[103].
- [25] Boiarciuc A., Foucher F., Moreau B., Pajot O. y Mounaïn-Rousselle C. “Simultaneous spatial and temporal-resolved laser-induced incandescence to study the soot particles formation”. *12th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisbon, 2004. **Aparece en: Cap.4**–[76].
- [26] Boiarciuc A., Foucher F. y Mounaïn-Rousselle C. “Soot volume fractions and primary particle size estimate by means of the simultaneous two-color time-resolved and 2D laser-induced incandescence”. *Applied Physics B*, Vol. 83, pp. 413–421, 2006. **Aparece en: Cap.4**–[81].

- [27] Bood J., Bengtsson P.-E. y Dreier T. “Rotational coherent anti-Stokes Raman spectroscopy (CARS) in nitrogen at high pressures (0.1-44 MPa): experimental and modelling results”. *Journal of Raman Spectroscopy*, Vol. 31, pp. 703–710, 2000. **Aparece en: Cap.2**–[102].
- [28] Bougie B., Ganippa L.C., van Vliet A.P., Meerts W.L., Dam N.J. y ter Meulen J.J. “Laser-induced incandescence particle size measurements in a heavy-duty diesel engine”. *Combustion and Flame*, Vol. 145, pp. 635–637, 2006. **Aparece en: Cap.4**–[83].
- [29] Brackmann C., Bood J., Afzelius M. y Bengtsson P.-E. “Thermometry in internal combustion engines via dual-broadband rotational coherent anti-Stokes Raman spectroscopy”. *Measurement Science and Technology*, Vol. 15, pp. 13–25, 2003. **Aparece en: Cap.2**–[101].
- [30] Bruneaux G. “Liquid and vapor spray structure in high-pressure common rail diesel injection”. *Atomization and Sprays*, Vol. 11, pp. 533–556, 2001. **Aparece en: Cap.2**–[50].
- [31] Bruneaux G., Verhoeven D. y Baritaud T. “High pressure diesel spray and combustion visualization in a transparent model diesel engine”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 1999-01-3648*, 1999. **Aparece en: Cap.4**–[26].
- [32] Brunekreef B. y Holgate S.T. “Air pollution and health”. *The Lancet*, Vol. 360, pp. 1233–1242, 2002. **Aparece en: Cap.1**–[28].
- [33] Bryce D.J., Ladommatos N. y Zhao H. “Quantitative investigation of soot distribution by laser-induced incandescence”. *Applied Optics*, Vol. 39, pp. 5012–5022, 2000. **Aparece en: Cap.4**–[45].
- [34] Campbell P., Sinko K. y Chehroudi B. “Liquid and vapour phase distributions in a piloted diesel fuel spray”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 950445*, 1995. **Aparece en: Cap.2**–[54].
- [35] Case M.E. y Hofeldt D.L. “Soot mass concentration measurements in diesel engine exhaust using laser-induced incandescence”. *Aerosol Science and Technology*, Vol. 25, pp. 46–60, 1996. **Aparece en: Cap.3**–[45].
- [36] Choi D., Enami M., Shima Y., Senda J. y Fujimoto H. “Soot formation-oxidation and fuel-vapour concentration in a DI diesel engine using laser-sheet imaging method”. *FISITA World Automotive Congress, Yokohama*, 2000. **Aparece en: Cap.4**–[23].

- [37] Choi M.Y. y Jensen K.A. “Calibration and correction of laser-induced incandescence for soot volume fraction measurements”. *Combustion and Flame*, Vol. 112, pp. 485–491, 1998. **Aparece en: Cap.1**–[34], **Cap.3**–[73], **Cap.4**–[44].
- [38] Chraplyvy A.R. “Nonintrusive measurements of vapour concentrations inside sprays”. *Applied Optics*, Vol. 20, pp. 2620–2624, 1981. **Aparece en: Cap.2**–[41].
- [39] Cignoli F., Benecchi S. y Zizak G. “Time-delayed detection of laser-induced incandescence for the two-dimensional visualization of soot in flames”. *Applied Optics*, Vol. 33, pp. 5778–5782, 1994. **Aparece en: Cap.3**–[62].
- [40] Clague A.D.H., Donnet J.B., Wang T.K. y Peng J.C.M. “A comparison of diesel engine soot with carbon black”. *Carbon*, Vol. 37, pp. 1553–1565, 1999. **Aparece en: Cap.3**–[7].
- [41] Correas D. *EStudio teórico-experimental del chorro libre Diesel isotermo*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos - Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1998. **Aparece en: Cap.5**–[7].
- [42] Crua C., Evans J.C., Kennaird D.A. y Heikal M.R. “In-cylinder study of the formation, autoignition and soot production of diesel sprays at elevated temperatures”. *9th International Conference on Liquid and Spray Systems ICLASS 2003*, Sorrento (Italy), 2003. **Aparece en: Cap.4**–[27].
- [43] Crua C., Kennaird D.A. y Heikal M.R. “Laser-induced incandescence study of diesel soot formation in a rapid compression machine at elevated pressures”. *Combustion and Flame*, Vol. 135, pp. 475–488, 2003. **Aparece en: Cap.3**–[92].
- [44] Crutzen P.J. “Influence of nitrogen oxides on atmospheric ozone content”. *Quarterly Journal of Royal Meteorology Society*, Vol. 96, pp. 320, 1970. **Aparece en: Cap.1**–[6].
- [45] Daily J.W. “Laser-induced fluorescence spectroscopy in flames”. *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 23, pp. 133–199, 1997. **Aparece en: Cap.2**–[96].

- [46] Dam N., Weerls W.L., Duff J.L.C., Rickeard D.J., ter Meulen J.J., Stoffels G.G.M., van-den Boom E.J. y Spaanjaars C.M.I. "In-cylinder measurements of NO formation in a diesel engine". *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 1999-01-1487*, 1999. **Aparece en: Cap.2**–[92].
- [47] Dankers S. y Leipertz A. "Determination of primary particle size distributions from time-resolved laser-induced incandescence measurements,". *Applied Optics*, Vol. 43, pp. 3726–3731, 2004. **Aparece en: Cap.3**–[12], **Cap.4**–[71].
- [48] Dankers S., Leipertz A., Will S., Arndt J., Vogel K. y Schraml S. "Time-resolved laser-induced incandescence for in-situ nanoparticle characterization in different reactors". *11th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisbon, 2002. **Aparece en: Cap.4**–[75].
- [49] Dasch C. "Spatially resolved soot-absorption measurements in flames using laser vaporization of particles". *Optics Letters*, Vol. 9, pp. 214–216, 2004. **Aparece en: Cap.3**–[54].
- [50] Dasch C.J. "Continuous-wave probe laser investigation of laser vaporization of small particles in a flame". *Applied Optics*, Vol. 23, pp. 2209–2215, 1984. **Aparece en: Cap.3**–[52].
- [51] Dasch C.J. "New soot diagnostics in flames based on laser vaporization of soot". *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 20, pp. 1231–1237, 1984. **Aparece en: Cap.3**–[53].
- [52] Dasch C.J. "One-dimensional tomography: comparison of Abel, Onion-peeling and filtered backprojection methods". *Applied Optics*, Vol. 31, pp. 1146–1152, 1992. **Aparece en: Cap.4**–[42].
- [53] de Hulst H.C. Van. *Light Scattering by small particles*. Dover Publications, ISBN 0-48664-228-3, 1982. **Aparece en: Cap.3**–[32].
- [54] Dec J.E. "Soot distribution in a DI diesel engine using 2-D imaging of laser-induced incandescence, elastic scattering, and flame luminosity". *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 920115*, 1992 **Aparece en: Cap.2**–[8], **Cap.3**–[33], **Cap.4**–[24].
- [55] Dec J.E. "A conceptual model of DI diesel combustion based on laser sheet imaging". *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 970873*, 1997 **Aparece en: Cap.1**–[14], **Cap.2**–[11], **Cap.3**–[85], **Cap.4**–[18], **Cap.5**–[16].

- [56] Dec J.E. y Canaan R.E. “PLIF imaging of NO formation in a DI diesel engine”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 980147*, 1998 **Aparece en: Cap.2**–[12].
- [57] Dec J.E., Canaan R.E. y Tree D.R. “The effect of water-emulsified fuel on diesel soot formation”. *219th American Chemical Society National Meeting, San Francisco, CA*, 2000. **Aparece en: Cap.2**–[86].
- [58] Dec J.E. y Coy E.B. “OH radical imaging in a DI diesel engine and the structure of the early diffusion flame”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 960831*, 1996 **Aparece en: Cap.2**–[24].
- [59] Dec J.E. y Espey C. “Soot and fuel distributions in a DI diesel engine via 2-D imaging,”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 922307*, 1992 **Aparece en: Cap.2**–[21], **Cap.3**–[56], **Cap.4**–[25].
- [60] Dec J.E. y Espey C. “Diesel engine combustion studies in a newly designed optical-access engine using high-speed visualization and 2-D laser imaging”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 930971*, 1993 **Aparece en: Cap.2**–[7].
- [61] Dec J.E. y Espey C. “Ignition and early soot formation in a DI diesel engine using multiple 2-D imaging diagnostics”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 950456*, 1995 **Aparece en: Cap.2**–[9], **Cap.3**–[86].
- [62] Dec J.E. y Espey C. “Chemiluminescence imaging of autoignition in a D.I. diesel engine”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 982685*, 1998 **Aparece en: Cap.2**–[25].
- [63] Dec J.E., Espey C., zur Loye A.O. y Sierbers D.L. “Soot and fuel distribution imaging in a diesel engine”. *Symposium on Mechanisms and Chemistry of Pollutant Formation and Control from Internal Combustion Engines*, Washington (USA), 1992. **Aparece en: Cap.4**–[29].
- [64] Dec J.E., zur Loye A.O. y Siebers D.L. “Soot distribution in a D.I. diesel engine using 2-D laser-induced incandescence imaging”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 910224*, 1991 **Aparece en: Cap.2**–[20], **Cap.3**–[55], **Cap.4**–[14].
- [65] Delhay J., Bouvier Y., Therssen E., Black J.D. y Desgroux P. “2D imaging of laser wing effects and of soot sublimation in laser-induced incandescence measurements”. *Applied Physics B*, Vol. 81, pp. 181–186, 2005. **Aparece en: Cap.4**–[63].

- [66] Demtröder W. *Laser spectroscopy: basics concepts and instrumentation*. (3^{ra} Ed.) Springer Verlag, ISBN 35-4065225-6, 2003. **Aparece en: Cap.2**–[100].
- [67] Desantes J.M., Bermúdez V., García J.M. y Fuentes E. “Effects of current engine strategies on the exhaust aerosol particle size distribution from a heavy-duty diesel engine”. *Journal of Aerosol Science*, Vol. 36, pp. 1251–1276, 2005. **Aparece en: Cap.3**–[28].
- [68] Desantes J.M., Bermúdez V., Pastor J.V. y Fuentes E. “Investigation of the influence of post-injection on diesel exhaust aerosol particle size distributions”. *Aerosol Science and Technology*, Vol. 40, pp. 80–96, 2006. **Aparece en: Cap.3**–[27].
- [69] Desantes J.M., Pastor J.V. y Molina S.A. “Analysis of the combustion process in a heavy duty D.I. diesel engine through in-cylinder visualisation”. *Proceedings of the 1999 Spring Technical Conference of the ASME Internal Combustion Engine Division*, pp. 105–113, 1999. **Aparece en: Cap.2**–[27].
- [70] Deslandes W., Dupont A., Baby X., Charnay G. y Boree J. “PIV measurements of internal aerodynamic of diesel combustion chamber”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2003-01-3083*, 2003. **Aparece en: Cap.2**–[78].
- [71] Deslandes W., Dupont A., Baby X., Dumont P., Boree J. y Charnay G. “Airflow cyclic variations analysis in diesel combustion chamber by PIV measurements”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2004-01-1410*, 2004. **Aparece en: Cap.2**–[79].
- [72] di Stasio S. “Electron microscopy evidence of aggregation under three different size scales for soot nanoparticles in flame”. *Carbon*, Vol. 39, pp. 109–118, 2001. **Aparece en: Cap.3**–[17].
- [73] Dobbins R.A., Santoro R.J. y Semerjian H.G. “Interpretation of optical measurements of soot in flames”. *Progress in Astronautics and Aeronautics*, Vol. 92, pp. 208–237, 1984. **Aparece en: Cap.4**–[52].
- [74] Dobbins R.A. y Subramaniasivam H. *Soot formation in combustion: Mechanisms and models*, H. Bockhorn (Ed.), capítulo Soot precursor particles in flames. Springer Verlag, ISBN 3-54058-398-X, 1994. **Aparece en: Cap.3**–[11].

- [75] Donnet J.B., Bansal R.C. y Wang M.-J. *Carbon Black: Science and Technology*. Marcel Dekker Inc, ISBN 0-82-478975-X, 1993. **Aparece en: Cap.3**–[18].
- [76] Drallmeier J.A. “Hydrocarbon-vapour measurements in fuel sprays - A simplification of the infrared extinction technique”. *Applied Optics*, Vol. 33, pp. 7175–7179, 1994. **Aparece en: Cap.2**–[43].
- [77] Eckbreth A.C. “Effects of laser-modulated particulate incandescence on Raman scattering diagnostics”. *J. Appl. Phys.*, Vol. 48, pp. 4473–4479, 1977. **Aparece en: Cap.3**–[50].
- [78] Eckbreth A.C. *Laser diagnostics for combustion temperature and species*. Gordon and Breach Publishers, ISBN 789056-995324, 1996. **Aparece en: Cap.2**–[1].
- [79] Einecke S., Schulz C., Sick V., Dreizler A., Schiessl R. y Maas U. “Two-dimensional temperature measurements in an SI engine using two-line tracer LIF”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 982468*, 1998 **Aparece en: Cap.2**–[16].
- [80] Eom G.S., Park C.W., Shin Y.H., Chung K.H., Park S., Choe W. y Hahn J.W. “Size determination of nanoparticles in low-pressure plasma with laser-induced incandescence technique”. *Applied Physics Letter*, Vol. 83, pp. 1261–1263, 2003. **Aparece en: Cap.4**–[72].
- [81] Eremin A.R., Gurentsov E.V., Hoffmann M., Kock B.F. y Schulz C. “TR-LII for sizing of carbon particles forming at room temperature”. *Applied Physics B*, Vol. 83, pp. 449–454, 2006. **Aparece en: Cap.4**–[84].
- [82] Espey C. y Dec J.E. “Diesel engine combustion studies in a newly designed optical-access engine using high-speed visualization and 2-D laser imaging”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 930971*, 1993 **Aparece en: Cap.2**–[80].
- [83] Espey C. y Dec J.E. “The effect of TDC temperature and density on the liquid-phase fuel penetration in a DI diesel engine”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 952456*, 1995 **Aparece en: Cap.2**–[22].
- [84] Espey C., Dec J.E., Litzinger T.A. y Santavicca D.A. “Quantitative 2D fuel vapor concentration imaging in a firing DI diesel engine using planar

- laser-induced Rayleigh scattering”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 940682*, 1994 **Aparece en: Cap.2**–[23].
- [85] Espey C., Dec J.E., Litzinger T.A. y Santavicca D.A. “Planar laser Rayleigh scattering for quantitative vapor-fuel imaging in a Diesel jet”. *Combustion and Flame*, Vol. 109, pp. 65–86, 1997. **Aparece en: Cap.2**–[5].
- [86] Faeth G.M. “Current status of droplet and liquid combustion”. *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 3, pp. 191–224, 1977. **Aparece en: Cap.2**–[19].
- [87] Fang T.C., Megaridis C.M., Sowa W.A. y Samuelson G.S. “Soot morphology in a liquid-fueled, swirl-stabilized combustor”. *Combustion and Flame*, Vol. 112, pp. 312–328, 1998. **Aparece en: Cap.4**–[59].
- [88] Fann N., Lamson A.D., Anenberg S.C., Wesson K., Risley D. y Hubbell B.J. “Estimating the national public health burden associated with exposure to ambient PM2.5 and ozone”. *Risk Analysis*, Vol. 32, pp. 81–95, 2012. **Aparece en: Cap.1**–[1].
- [89] Farias T.L., Köylü Ü.Ö. y Calvalho M.G. “Range of validity of the Rayleigh-Debye-Gans theory for optics of fractal aggregates”. *Applied Optics*, Vol. 35, pp. 6560–6567, 1996. **Aparece en: Cap.3**–[105].
- [90] Felton P.G., Kyritsis D. y Bracco F.V. “On the feasibility of quantitative, singleshot, Spontaneous Raman imaging in an optically accessible engine cylinder”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 1999-01-3537*, 1999. **Aparece en: Cap.2**–[36].
- [91] Felton P.G., Mantzaras J., Bardsley M.E.A. y Bracco F.V. “2-D visualization of liquid fuel injection in an internal combustion engine”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 872074*, 1987 **Aparece en: Cap.2**–[30].
- [92] Fenimore C.P. “Formation of nitric oxide from fuel nitrogen in ethylene flames”. *Combustion and Flame*, Vol. 19, pp. 289–296, 1972. **Aparece en: Cap.1**–[8].
- [93] Filippov A.V., Markus M.W. y Roth P. “In-situ characterization of ultra-fine particles by laser-induced incandescence: sizing a particle structure determination”. *Journal of Aerosol Science*, Vol. 30, pp. 71–87, 1999. **Aparece en: Cap.3**–[39].

- [94] Filippov A.V., Zurita M. y Rosner D.E. “Fractal-like aggregates: relation between morphology and physical properties”. *Journal of Colloid and Interface Science*, Vol. 229, pp. 261–273, 2000. **Aparece en: Cap.3–[102]**.
- [95] Flynn P.K., Durrett R.P., Hunter G.L., zur Loye A.O., Akinyemi O.C., Dec J.E. y Westbrook C.K. “Diesel combustion: an integrated view combining laser diagnostics, chemical kinetics, and empirical validation”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 1999-01-0509*, 1999. **Aparece en: Cap.4–[21], Cap.5–[22]**.
- [96] Fuchs H.P. y Winklhofer E. “Diesel fuel spray visualization by laser induced fluorescence”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 914166*, 1991 **Aparece en: Cap.2–[56]**.
- [97] Fuchs N.A. *The mechanics of aerosols*. Dover Publications, ISBN 0-486-66055-9, 1964. **Aparece en: Cap.3–[110]**.
- [98] Fuentes-López E. *Caracterización de la influencia de las condiciones de operación de motor sobre la distribución de tamaños de las partículas Diesel*. Tesis Doctoral, Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2006. **Aparece en: Cap.4–[48]**.
- [99] Fujikawa T., Hattori Y. y Akihama K. “Quantitative 2-D fuel distribution measurements in an SI engine using laser-induced fluorescence with suitable combination of fluorescence tracer and excitation wavelength”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 972944*, 1997 **Aparece en: Cap.2–[49]**.
- [100] Fujimoto H., Choi D., Shima Y. y Senda J. “Two-dimensional imaging of fuel-vapour concentration by use of LIEF technique during mixture formation process in a DI diesel engine”. *Measurement Science and Technology*, Vol. 13, pp. 391–400, 2002 **Aparece en: Cap.2–[64]**.
- [101] Fujiwara Y., Tosaka S. y Murayama T. “The microcrystal structure of soot particulates in the combustion chamber of prechamber type diesel engines”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 901579*, 1990 **Aparece en: Cap.3–[15]**.
- [102] García 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, Valencia, 2004. **Aparece en: Cap.1–[25], Cap.5–[14]**.

- [103] Geitlinger H., Streibel T., Suntz R. y Bockhorn H. “Two-dimensional imaging of sizes and number densities of nanoscaled particles”. *10th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisbon, 2000. **Aparece en: Cap.4**–[77].
- [104] Glassman I. *Combustion*. Academic Press, ISBN 0-12-285852-2, 1996. **Aparece en: Cap.3**–[9].
- [105] Gómez-Esteban A. *Metodología para determinar distribuciones de tamaños de partículas Diesel mediante un sistema de medida de movilidad eléctrica*. Tesis Doctoral, Universidad de Castilla La Mancha, Ciudad Real, 2006. **Aparece en: Cap.4**–[50].
- [106] Gossage H.E. y Melton L.A. “Fluorescence thermometers using intramolecular exciplexes”. *Applied Optics*, Vol. 26, pp. 2256–2259, 1987. **Aparece en: Cap.2**–[62].
- [107] Graham S.C. y Robinson A. “A comparison of numerical solutions to the self-preserving size distribution for aerosol coagulation in the free-molecular regime”. *Journal of Aerosol Science*, Vol. 7, pp. 261–273, 1976. **Aparece en: Cap.4**–[57].
- [108] Grant I. “Particle image velocimetry: a review”. *Proceedings of the Institute of Mechanical Engineers Part C: Journal of Mechanical Engineering Science*, Vol. 211, pp. 55–76, 1997. **Aparece en: Cap.2**–[77].
- [109] Greenberg P.S. y Ku J.C. “Soot volume fraction imaging”. *Applied Optics*, Vol. 36, pp. 5514–5522, 1997. **Aparece en: Cap.4**–[35].
- [110] Greis A.E., Grünefeld G., Becker M. y Pischinger S. “Quantitative measurements of the soot distribution in a realistic common-rail D.I. diesel engine”. *11th international Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisbon, 2002. **Aparece en: Cap.3**–[95], **Cap.4**–[22].
- [111] Gupta S., Poola R. y Sekar R. “Issues for measuring diesel exhaust particulates using laser-induced incandescence”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2001-01-0217*, 2001. **Aparece en: Cap.3**–[90].
- [112] Hale S.J. y Melton L.A. “Absolute quantum yields for Exciplex fluorescence”. *Applied Spectroscopy*, Vol. 44, pp. 101–105, 1990. **Aparece en: Cap.2**–[59].

- [113] Haynes B.S. y Wagner H.G. “Soot formation”. *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 7, pp. 229–273, 1981. **Aparece en: Cap.3–[22]**.
- [114] Heinze T. y Schmidt T. “Fuel-air ratios in a spray, determined between injection and autoignition by pulsed spontaneous Raman spectroscopy”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 892102*, 1989 **Aparece en: Cap.2–[37]**.
- [115] Hentschel W. y Schindler K.-P. “Flow, spray and combustion analysis by laser techniques in the combustion chamber of a direct-injection diesel engine”. *Optics and Lasers in Engineering*, Vol. 25, pp. 401–413, 1996. **Aparece en: Cap.2–[69]**.
- [116] Herreros-Arellano J.M. *Estudio del efecto del combustible sobre el tamaño y forma de las partículas emitidas por un motor diesel*. Tesis Doctoral, Universidad de Castilla La Mancha, Ciudad Real, 2009. **Aparece en: Cap.4–[49]**.
- [117] Hesselink L. “Digital image processing in flow visualization”. *Annual Review Fluid Mechanics*, Vol. 20, pp. 421–481, 1988. **Aparece en: Cap.2–[75]**.
- [118] Heywood J.B. *Internal combustion engine fundamentals*. McGraw Hill, ISBN 0-07-028637-X, 1988. **Aparece en: Cap.2–[26], Cap.3–[6]**.
- [119] Higgings B., Siebers D.L. y Aradi A. “Diesel-spray ignition and premixed-burn behavior”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2001-01-0940*, 2000. **Aparece en: Cap.5–[19]**.
- [120] Higgins B. y Siebers D.L. “Measurement of the flame lift-off location on DI diesel sprays using OH chemiluminescence”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2001-01-0918*, 2001. **Aparece en: Cap.5–[8]**.
- [121] Hildenbrand F., Schulz C., Sick V., Josefsson G., Magnusson I., Andersson O. y Aldén M. “Laser spectroscopic investigation of flow fields and NO-formation in a realistic SI engine”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 980148*, 1998 **Aparece en: Cap.2–[15]**.
- [122] Hinds W.C. *Aerosol Technology: properties, behavior, and measurements of airborne particles*. Wiley-Interscience, ISBN 0-471-19410-7, second edition, 1999. **Aparece en: Cap.4–[58]**.

- [123] Hodges J.T., Baritaud T.A. y Heinze T.A. “Planar liquid and gas fuel and droplet size visualization in a DI diesel engine”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 910726*, 1991 **Aparece en: Cap.2**–[31].
- [124] Hofeldt D.L. “Real-time soot concentration measurement technique for engine exhaust streams”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 930079*, 1993 **Aparece en: Cap.3**–[44], **Cap.4**–[7].
- [125] Hofmman M., Bessler W.G., Schulz C. y Jander H. “Laser-induced incandescence (LII) for diagnostics at high pressures”. *Applied Optics*, Vol. 42, pp. 2052–2062, 2003. **Aparece en: Cap.4**–[4].
- [126] Homann K.H. “Formation of large molecules, particulates and ions”. *20th Symposium (International) on Combustion*, Pittsburgh, 1985 **Aparece en: Cap.3**–[23].
- [127] Hoo J.H., Hong S.T., Shakal J.S. y Golo S. “Influence of fuel injector nozzle geometry on internal flow characteristics”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 970354*, 1997 **Aparece en: Cap.2**–[71].
- [128] Hosoya H. y Obokata T. “Effect of nozzle configuration on characteristics of steady-state diesel spray”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 930593*, 1993 **Aparece en: Cap.2**–[70].
- [129] Hult J., Omrane A., Nygren J., Kaminski C., Axelsson B., Collin R., Bengtsson P.-E. y Aldén M. “Quantitative three-dimensional imaging of soot volume fraction in turbulent non-premixed flames”. *Experiments in Fluids*, Vol. 33, pp. 265–269, 2002. **Aparece en: Cap.3**–[121], **Cap.4**–[16].
- [130] Inagaki K., Takasu S. y Nakakita K. “In-cylinder quantitative soot concentration measurement by the laser-induced incandescence”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 1999-01-0508*, 1999. **Aparece en: Cap.3**–[74], **Cap.4**–[19].
- [131] Ishiguro T., Takatori Y. y Akihama K. “Microstructure of diesel soot particles probed by electron microscopy: first observation of inner core and outer shell”. *Combustion and Flame*, Vol. 108, pp. 231–234, 1997. **Aparece en: Cap.3**–[16].

- [132] Ito T., Kitamura T., Ueda M., Matsumoto T., Senda J. y Fujimoto H. “Effects of flame lift-off and flame temperature on soot formation in oxygenated fuel sprays”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2003-01-0073*, 2003. **Aparece en: Cap.5**–[12].
- [133] Janssen N.A., Hoek G., Simic-Lawson M., Fischer P., van Bree L. y ten Brink H. “Black carbon as an additional indicator of the adverse health effects of airborne particles compared with PM10 and PM2.5”. *Environmental Health Perspectives*, Vol. 119, pp. 1691–1699, 2011 **Aparece en: Cap.1**–[4].
- [134] Jenkins T.P., Bartholomew J.L., DeBarber P.A., Yang P., Seitzman J.M. y Howard R.P. “Laser-induced incandescence for soot concentration measurements in turbine engine exhausts”. *American Institute of Aeronautics and Astronautics, AIAA Technical Paper 2002-0828*, 2002. **Aparece en: Cap.4**–[8].
- [135] Jin Y., Veiga M.C. y Kennes C. “Bioprocesses for the removal of nitrogen oxides from polluted air”. *Journal of Chemical Technology and Biotechnology*, Vol. 80, pp. 483–494, 2005. **Aparece en: Cap.1**–[5].
- [136] Josefsson G., Magnusson I., Hildenbrand F., Schulz C. y Sick V. “Multidimensional laser diagnostics and numerical analysis of NO formation in a gasoline engine”. *Proceedings of 27th Symposium (International) on Combustion*, pp. 2085–2092, 1998. **Aparece en: Cap.2**–[14].
- [137] Juliá J.E. *Medida de concentraciones de combustible en chorros Diesel mediante técnicas de fluorescencia inducida por láser*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2001. **Aparece en: Cap.1**–[22], **Cap.2**–[57], **Cap.4**–[46], **Cap.5**–[1].
- [138] Jung Y., Manin J., Skeen S. y Pickett L.M. “Measurement of liquid and vapor penetration of diesel sprays with a transient variation in spreading angle”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2015-01-0946*, 2015. **Aparece en: Cap.2**–[18].
- [139] Kamimoto T., Ahn S.K., Chang Y.J., Kobayashi H. y Matsuoka S. “Measurement of droplet-diameter and fuel concentration in a non-evaporating Diesel spray by means of an image analysis of shadow photographs”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 840276*, 1984 **Aparece en: Cap.2**–[42].

- [140] Kawano D., Kawai T., Naito N., Goto Y., Odaka M. y Bachalo W.D. “Comparative measurement of nano-particulates in diesel engine exhaust gas by laser-induced incandescence (LII) and scanning mobility particle sizer (SMPS)”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2004-01-1982*, 2004. **Aparece en: Cap.3**–[96].
- [141] Keller J. y Singh G. “Update on engine combustion research at Sandia National Laboratories”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2001-01-2060*, 2001. **Aparece en: Cap.4**–[41].
- [142] Kennard E.H. *Kinetic theory of gases*. McGraw-Hill, 1938. **Aparece en: Cap.3**–[113].
- [143] Kennedy I.M. “Models of soot formation and oxidation”. *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 23, pp. 95–132, 1997. **Aparece en: Cap.3**–[30], **Cap.5**–[21].
- [144] Kido A., Kubota S., Ogawa H. y Miyamoto N. “Simultaneous measurements of concentration and temperature distributions in unsteady gas jets by LIF method”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 980146*, 1998 **Aparece en: Cap.2**–[98].
- [145] Kim T. y Gandhi J.B. “Characterization of evaporating diesel sprays using exciplex laser-induced fluorescence measurements”. *Atomization and Sprays*, Vol. 13, pp. 535–559, 2003. **Aparece en: Cap.2**–[63].
- [146] Kim T. y Ghandhi J.B. “Quantitative 2-D fuel vapor concentration measurements in an evaporating diesel spray using the exciplex fluorescence method”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2001-01-3495*, 2001. **Aparece en: Cap.2**–[48].
- [147] Kittelson K.B., Abdul-Khalek I.S., Graskow B.R., Wei Q. y Brear F. “Diesel exhaust particle size: measurement issues and trend”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 980525*, 1998 **Aparece en: Cap.3**–[29].
- [148] Kock B.F., Eckhardt T. y Roth P. “In-cylinder sizing of diesel particles by time-resolved laser-induced incandescence (TR-LII)”. *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 29, pp. 2775–2782, 2002. **Aparece en: Cap.3**–[107], **Cap.4**–[87].
- [149] Kock B.F., Tribalet B., Schulz C. y Roth P. “Two-color time-resolved LII applied to soot particle sizing in the cylinder of a diesel engine”.

- Combustion and Flame*, Vol. 147, pp. 79–92, 2006. **Aparece en: Cap.3–[106], Cap.4–[88].**
- [150] Kohse-Höinghaus K. “Laser techniques for the quantitative detection of reactive intermediates in combustion systems”. *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 20, pp. 203–279, 1994. **Aparece en: Cap.2–[97].**
- [151] Kohse-Höinghaus K., Barlow R.S., Aldén M. y Wolfrum J. “Combustion at the focus: laser diagnostics and control”. *Proceedings of The Combustion Institute*, Vol. 30, pp. 89–123, 2005 **Aparece en: Cap.1–[15].**
- [152] Kohse-Höinghaus K. y Jeffries J.B. *Applied Combustion Diagnostics*. Taylor and Francis, ISBN 1-56032-938-6, 2002. **Aparece en: Cap.1–[31], Cap.2–[2], Cap.3–[1], Cap.4–[13].**
- [153] Kosaka H., Nishigaki T. y Kamimoto T. “A study on soot formation and oxidation in an unsteady spray flame via laser-induced incandescence and scattering techniques”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 952451*, 1995 **Aparece en: Cap.3–[87], Cap.4–[20].**
- [154] K.Sajiki, Kataoka H., Maeda S. y Hirose C. “N₂ CARS thermometry in diesel engine”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 821036*, 1982 **Aparece en: Cap.2–[104].**
- [155] Öktem B., Tolocka M.P., Zhao B., Wang H. y Johnston M.V. “Chemical species associated with the early stage of soot growth in a laminar pre-mixed ethylene-oxygen-argon flame”. *Combustion and Flame*, Vol. 142, pp. 364–373, 2005. **Aparece en: Cap.4–[61].**
- [156] Köylü Ü.Ö., Faeth G.M., Farias T.L. y Carvalho M.G. “MFractal and projected structure properties of soot aggregates”. *Combustion and Flame*, Vol. 100, pp. 621–633, 1995. **Aparece en: Cap.3–[100].**
- [157] Köylü Ü.Ö., McEnally C.S., Rosner D.E. y Pfefferle L.D. “Simultaneous measurements of soot volume fraction and particle size/microstructure in flames using a thermophoretic sampling technique”. *Combustion and Flame*, Vol. 110, pp. 494–507, 1997. **Aparece en: Cap.4–[30].**
- [158] Lacoste J., Crua C., Heikal M., Kennaird D. y Gold M. “PDA characterisation of dense diesel sprays using a common-rail injection system”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2003-01-3085*, 2003. **Aparece en: Cap.2–[73].**

- [159] Lahaye J. y Prado G. *Particulate Carbon: Formation during combustion, D.C. Sieglar y G.W. Smith (Eds.)*, capítulo Morphology and internal structure of soot and carbon blacks, pp. 143–175. Plenum Press, ISBN 0-30640-881-3, 1981. **Aparece en: Cap.3**–[3].
- [160] Lapuerta M., Armas O. y Gómez A. “Diesel particle size distribution estimation from digital image analysis”. *Aerosol Science and Technology*, Vol. 37, pp. 369–381, 2003. **Aparece en: Cap.3**–[25].
- [161] Lapuerta M., Martos F. y Herreros J.M. “Effect of operating conditions on the size of primary particles composing diesel soot agglomerates”. *Journal of Aerosol Science*, Vol. 38, pp. 455–466, 2007. **Aparece en: Cap.3**–[26].
- [162] Lee K., Han Y., Lee W., Chung J. y Lee C. “Quantitative measurements of soot particles in a laminar diffusion flame using a LII/LIS technique”. *Measurement Science and Technology*, Vol. 16, pp. 519–528, 2005 **Aparece en: Cap.3**–[120], **Cap.4**–[3].
- [163] Lehre T., Jungfleisch B., Suntz R. y Bockhorn H. “Size distributions of nanoparticles and gas temperatures from time-resolved laser-induced incandescence measurements”. *Applied Optics*, Vol. 42, pp. 2021–2030, 2003. **Aparece en: Cap.4**–[73].
- [164] Lehre T., Suntz R. y Bockhorn H. “Time-resolved two-color LII: size distributions of nano-particles from gas-to-particle synthesis”. *Proceedings of The Combustion Institute*, Vol. 30, pp. 2585–2593, 2005. **Aparece en: Cap.4**–[78].
- [165] Leider H.R., Kikrorian O.H. y Young D.A. “Thermodynamic properties of carbon up to the critical point”. *Carbon*, Vol. 11, pp. 555–563, 1973. **Aparece en: Cap.3**–[123].
- [166] Li N., Kim S., Wang M., Froines J., Sioutas C. y Nel A. “Particulate air pollution and asthma: A paradigm for the role of oxidative stress in PM-induced adverse health effects”. *Clinical Immunology*, Vol. 109, pp. 250–265, 2003. **Aparece en: Cap.1**–[30].
- [167] Limbach L.K., Wick P., Manser P., Grass R.N., Bruinink A. y Stark W.J. “Exposure of engineered nanoparticles to human lung epithelial cells: influence of chemical composition and catalytic activity on oxidative stress”. *Environmental Science and Technology*, Vol. 41, pp. 4158–4163, 2007 **Aparece en: Cap.1**–[3].

- [168] Lipkea W.H., Johnsen J.H. y Vuk C.T. “The physical and chemical character of diesel particulate emissions-measurement techniques and fundamental considerations”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 780108*, 1978 **Aparece en: Cap.3**–[14].
- [169] Litzinger T.A. y Stoner M. “Effects of structure and boiling point of oxygenated blending compounds in reducing diesel emissions”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 1999-01-1475*, 1999. **Aparece en: Cap.2**–[89].
- [170] Liu F., Daun K.J., Snelling D.R. y Smallwood G.J. “Heat conduction from a spherical nano-particle: status of modeling heat conduction in laser-induced incandescence”. *Applied Physics B*, Vol. 83, pp. 355–382, 2006. **Aparece en: Cap.3**–[108], **Cap.4**–[80].
- [171] Liu F., M., Hill F.A., Snelling D.R. y Smallwood G.J. “Influence of polydisperse distributions of both primary particle and aggregate size on soot temperature in low-fluence LII”. *Applied Physics B*, Vol. 83, pp. 383–395, 2006. **Aparece en: Cap.3**–[101], **Cap.4**–[86].
- [172] Liu F., Smallwood G.J. y Snelling D.R. “Effects of primary particle diameter and aggregate size distribution on the temperature of soot particles heated by pulsed lasers”. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, Vol. 92, pp. 301–312, 2005. **Aparece en: Cap.3**–[116], **Cap.4**–[69].
- [173] Liu F., Stagg B.J., Snelling D.R. y Smallwood G.J. “Effects of primary soot particle size distribution on the temperature of soot particles by a nanosecond pulsed laser in an atmospheric laminar diffusion flame”. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 49, pp. 777–788, 2006. **Aparece en: Cap.4**–[82].
- [174] Loyalka S.K. “Mechanics of aerosols in nuclear reactor safety: a review”. *Progress in Nuclear Energy*, Vol. 12, pp. 1–56, 1983. **Aparece en: Cap.3**–[111].
- [175] Loye A.O. Zur, Siebers D.L y Dec J.E. “2-D Soot imaging in a direct injection diesel engine using laser-induced incandescence”. *2nd International Symposium on Diagnostics and Modeling of Combustion on Internal Combustion Engines COMODIA 90*, Kyoto, 1990. **Aparece en: Cap.3**–[89].
- [176] 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, Valencia, 2003. **Aparece en: Cap.1**–[24], **Cap.5**–[6].
- [177] Maricq M.M. “Size and charge of soot particles in rich premixed ethylene flames”. *Combustion and Flame*, Vol. 137, pp. 340–350, 2004. **Aparece en: Cap.4**–[60].
- [178] Martínez S. *Desarrollo de una instalación experimental para el estudio de chorros Diesel evaporados en atmósfera inerte y reactiva*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003. **Aparece en: Cap.1**–[20], **Cap.5**–[2].
- [179] Martos-Ramos F.J. *Caracterización morfológica de partículas diesel*. Tesis Doctoral, Universidad de Castilla La Mancha, Ciudad Real, 2006. **Aparece en: Cap.4**–[51].
- [180] Mathews W., Fang T., Coverdill R.E., Lee C.F. y White R.A. “Soot diagnostics using laser-induced incandescence within an optically accessible HSDI diesel engine”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2004-01-1412*, 2004. **Aparece en: Cap.3**–[93].
- [181] Matsui Y., Kamimoto T. y Matsuoka S. “A study of the time and space resolved measurement of flame temperature and soot concentration in a D.I. diesel engine by the two-color method”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 790491*, 1979 **Aparece en: Cap.4**–[39].
- [182] McClellan R.O. “Health effects of exposure to diesel exhaust particles”. *Annu. Rev. Pharmacol. Toxicol.*, Vol. 27, pp. 279–300, 1987. **Aparece en: Cap.1**–[10].
- [183] McCoy B.J. y Cha C.Y. “Transport phenomena in the rarefied gas transition regime”. *Chemical Engineering Science*, Vol. 29, pp. 381–388, 1974. **Aparece en: Cap.3**–[109].
- [184] Megaridis C.M. y Dobbins R.A. “Comparison of soot growth and oxidation in smoking and non-smoking ethylene diffusion flames”. *Combustion Science and Technology*, Vol. 66, pp. 1–16, 1989. **Aparece en: Cap.4**–[31].
- [185] Melton L.A. “Spectrally separated fluorescence emissions for diesel droplets and vapor”. *Applied Optics*, Vol. 22, pp. 2224–2226, 1983. **Aparece en: Cap.2**–[58].

- [186] Melton L.A. “Soot diagnostics based on laser heating”. *Applied Physics*, Vol. 23, pp. 2201–2208, 1984. **Aparece en: Cap.1–[33], Cap.3–[51], Cap.4–[38].**
- [187] Melton L.A. “Quantitative use of Exciplex-based vapor/liquid visualization systems. (Users Manual)”. *NTIS Final Report Contract DAAL-86-K-0082*, 1988. **Aparece en: Cap.2–[46].**
- [188] Mewes B. y Seitzman J.M. “Analysis of laser-induced incandescence and novel soot measurement approaches”. *American Institute of Aeronautics and Astronautics, AIAA Technical Paper 96-0538*, 1996. **Aparece en: Cap.3–[118].**
- [189] Mewes B. y Seitzman J.M. “Soot volume fraction and particle size measurements with laser-induced incandescence”. *Applied Optics*, Vol. 36, pp. 709–717, 1997. **Aparece en: Cap.3–[35].**
- [190] Michelsen A. “Understanding and predicting the temporal response of laser-induced incandescence from carbonaceous particles”. *J. Chemical Physics*, Vol. 118, pp. 7012–7045, 2003. **Aparece en: Cap.3–[47], Cap.4–[6].**
- [191] Modest M.F. *Radiative Heat*. McGraw-Hill Series in Mechanical Engineering. McGraw Hill International, ISBN 0-07-112742-9, 1993. **Aparece en: Cap.3–[5].**
- [192] Montanaro A., Allocca L., Sorge U., Zhang A. y Costa M. “Simultaneous shadowgraph/Mie scattering imaging of liquid and vapor phases of diesel sprays and validation of a numerical model”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2014-01-2744*, 2014. **Aparece en: Cap.2–[33].**
- [193] Moolgavkar S.H., Chang E.T., Luebeck G., Lau E.C., Watson H.N., Crump K.S. y Boffetta P. “Diesel engine exhaust and lung cancer mortality: time-related factor in exposure and risk”. *Risk Analysis*, Vol. 35, pp. 663–675, 2015. **Aparece en: Cap.1–[11].**
- [194] Munch K.U. y Leipertz A. “Investigation of spray penetration and fuel distributions inside the piston bowl of a 1.9 DI Diesel engine using twodimensional Mie scattering”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 922204*, 1992. **Aparece en: Cap.2–[29].**
- [195] Murray A.M. y Melton L.A. “Fluorescence methods for determination of temperature in fuel sprays”. *Applied Optics*, Vol. 24, pp. 2783–2787, 1985. **Aparece en: Cap.2–[61].**

- [196] Musculus M.P., Dec J.E. y Tree D.R. “Effects of fuel parameters and diffusion flame lift-off on soot formation in a heavy-duty DI diesel engine”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2002-01-0889*, 2002. **Aparece en: Cap.5**–[13].
- [197] Musculus M.P.B. “Effects of the in-cylinder environment on diffusion flame lift-off in a D.I. diesel engine”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2003-01-0074*, 2003. **Aparece en: Cap.5**–[11].
- [198] Musculus M.P.B. y Pickett L.M. “Diagnostics considerations for optical laser-extinction measurements of soot in high-pressure transient combustion environments”. *Combustion and Flame*, Vol. 141, pp. 371–391, 2005. **Aparece en: Cap.2**–[90].
- [199] Nabers J. y Siebers D.L. “Effects of gas density and vaporization on penetration and dispersion of diesel sprays”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2005-01-3834*, 1996. **Aparece en: Cap.1**–[16].
- [200] Nagawa H., Hendo H., Deguchi Y., Noda M., Oikawa H. y Shimida T. “NO measurement in diesel spray flame using laser-induced fluorescence”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 970874*, 1997 **Aparece en: Cap.2**–[93].
- [201] Ni T., Gupta S.B. y Santoro R.J. “Suppression of soot formation in ethene laminar diffusion flames by chemical additives”. *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 25, pp. 585–592, 1994 **Aparece en: Cap.3**–[81].
- [202] Ni T., Pinson J.A., Gupta S. y Santoro R.J. “Two-dimensional imaging of soot volume fraction by the use of laser-induced incandescence”. *Applied Optics*, Vol. 34, pp. 7083–7091, 1995. **Aparece en: Cap.3**–[60], **Cap.4**–[11].
- [203] Nygren J., Engström J., Walewski J. y Aldén M. “Applications and evaluation of two-line atomic LIF thermometry in sooting combustion environments”. *Measurement Science and Technology*, Vol. 12, pp. 1294–1303, 2001 **Aparece en: Cap.2**–[99].
- [204] Palomares A. *Análisis de imágenes de chorros Diesel*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2001. **Aparece en: Cap.1**–[21].

- [205] Pastor J.V. *Estudio experimental del movimiento del aire en un motor Diesel de inyección directa mediante Anemometría Láser Doppler*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos - Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1996. **Aparece en: Cap.2**–[65].
- [206] Pastor J.V., García J.M., Pastor J.M. y Buitrago J.E. “Analysis of calibration techniques for laser-induced incandescence measurements in flames”. *Measurement Science and Technology*, Vol. 17, pp. 3279–3288, 2006 **Aparece en: Cap.4**–[40].
- [207] Pastor J.V., Garcia J.M., Pastor J.M. y Buitrago J.E. “Analysis methodology of diesel combustion by using flame luminosity, two-colour method and laser-induced incandescence”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2005-24-012*, 2005. **Aparece en: Cap.5**–[15].
- [208] Payri F., Desantes J.M. y Pastor J.V. “LDV measurements of the flow inside the combustion chamber of a 4-valve D.I. diesel engine with axisymmetric piston-bowls”. *Experiments in Fluids*, Vol. 22, pp. 118–128, 1996. **Aparece en: Cap.2**–[67].
- [209] Pickett L.M., Kook S. y Williams T.C. “Visualization of diesel spray penetration, cool-flame, ignition, high-temperature combustion, and soot formation using high-speed imaging”. *SAE International Journal of Engines*, Vol. 2, pp. 439–459, 2009 **Aparece en: Cap.2**–[13].
- [210] Pickett L.M. y Siebers D.L. “An investigation of diesel soot formation processes using micro-orifices”. *Proceedings of The Combustion Institute*, Vol. 29, pp. 655–662, 2002 **Aparece en: Cap.5**–[23].
- [211] Pickett L.M. y Siebers D.L. “Soot in diesel jets: effects of ambient temperature, ambient density and injection pressure”. *Combustion and Flame*, Vol. 138, pp. 114–135, 2004. **Aparece en: Cap.5**–[17].
- [212] Pickett L.M. y Siebers D.L. “Orifice diameter effects on diesel fuel jet flame structure”. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Vol. 127, pp. 187–196, 2005. **Aparece en: Cap.5**–[24].
- [213] Pickett L.M. y Siebers D.L. “Soot formation in diesel fuel jets near the lift-off length”. *International Journal of Engine Research*, Vol. 7, pp. 103–130, 2006 **Aparece en: Cap.5**–[18].
- [214] Pickett L.M., Siebers D.L. y Idicheria C.A. “Relationship between ignition processes and the lift-off length of diesel fuel jets”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2005-01-3843*, 2005. **Aparece en: Cap.5**–[20].

- [215] Pinson J.A., Mitchell D.L., Santoro R.J. y Litzinger T.A. “Quantitative planar soot measurements in a DI diesel engine using laser-induced incandescence and light scattering”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 932650*, 1993 **Aparece en: Cap.3**–[57], **Cap.4**–[53].
- [216] Pinson J.A., Ni T. y Litzinger T.A. “Quantitative imaging study of the effects on intake air temperature on soot evolution in an optically-accessible D.I. diesel engine”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 942044*, 1994 **Aparece en: Cap.4**–[54].
- [217] Politis M., Pilinis C. y Lekkas T.D. “Ultrafine particles (UFP) and health effects. Dangerous. Like no other PM? Review and analysis”. *Risk Analysis*, Vol. 10, pp. 439–452, 2008. **Aparece en: Cap.1**–[2].
- [218] Pope C.A., Burnett R.T., Thun M.J., Calle E.E., Krewski D., Ito K. y Thurston G.D. “Lung cancer, cardiopulmonary mortality, and long-term exposure to fine particulate air pollution”. *Journal of the American Medical Association*, Vol. 287, pp. 1132–1141, 2002. **Aparece en: Cap.1**–[27].
- [219] Pope C.A., Dockery D.W. y Schwartz J. “Review of epidemiological evidence of health effects of particulate air pollution”. *Inhalation Toxicology*, Vol. 7, pp. 35–44, 1995. **Aparece en: Cap.1**–[29].
- [220] Puri R., Richardson T.F., Santoro R.J y Dobbins R.A. “Aerosol dynamics processes of soot aggregates in a laminar ethene diffusion flame”. *Combustion and Flame*, Vol. 92, pp. 320–333, 1993. **Aparece en: Cap.4**–[34].
- [221] Quay B., Lee T.-W., Ni T. y Santoro R.J. “Spatially resolved measurements of soot volume fraction using laser-induced incandescence”. *Combustion and Flame*, Vol. 97, pp. 384–392, 1994. **Aparece en: Cap.3**–[63], **Cap.4**–[12].
- [222] Rabenstein F., Egermann J., Leipertz A. y d Alfonso N. “Vapor-phase structures of diesel-type fuel sprays: an experimental analysis”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 982543*, 1998 **Aparece en: Cap.2**–[38].
- [223] Rajeev K. y Parameswaran K. “Iterative method for the inversion of multiwavelength LIDAR signals to determine aerosol size distribution”. *Applied Optics*, Vol. 37, pp. 4690–4700, 1998. **Aparece en: Cap.4**–[56].

- [224] Reboux R., Puechberty D. y Dionnet F. “A new approach of planar laser-induced fluorescence applied to fuel/air ratio measurement in the compression stroke of an optical S.I. engine”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 941988*, 1994 **Aparece en: Cap.2**–[47].
- [225] Roth P. y Filippov A.V. “In-situ ultrafine particle sizing by a combination of pulsed laser heatup and particle thermal emission”. *Journal of Aerosol Science*, Vol. 27, pp. 95–104, 1996. **Aparece en: Cap.3**–[37], **Cap.4**–[70].
- [226] Roth P. y vonGersum S. *Turbulence and molecular processes in combustion, T. Takeno (Ed.)*, capítulo High temperature oxidation of soot particles by O, OH and NO. Elsevier, ISBN 0-444-89757-7, 1993. **Aparece en: Cap.3**–[31].
- [227] Roth R. *Analyse des images de fluorescence du spray de fuel dans un moteur Diesel a injection directe*. Tesis Doctoral, Universite de Ruen, Ruen, 1998. **Aparece en: Cap.2**–[55].
- [228] Rothe E.W. y Andresen P. “Application of tunable excimer lasers to combustion diagnostics: a review”. *Applied Optics*, Vol. 36, pp. 3971–4033, 1997. **Aparece en: Cap.2**–[3].
- [229] Rotunno A.A., Winter M., Dobbs G.M. y Melton L.A. “Direct calibration procedures for Exciplex-based vapor/liquid visualization of fuel sprays”. *Combustion Science and Technology*, Vol. 71, pp. 247–261, 1990. **Aparece en: Cap.2**–[60].
- [230] Santoro R.J., Semerjian H.G. y Dobbins R.A. “Soot particle measurements in diffusion flames”. *Combustion and Flame*, Vol. 51, pp. 203–218, 1983. **Aparece en: Cap.4**–[32].
- [231] Santoro R.J., Yeh T.T., Horvath J.J y Semerjian H.G. “The transport and growth of soot particle in laminar diffusion flames”. *Combustion Science and Technology*, Vol. 53, pp. 89–115, 1987. **Aparece en: Cap.4**–[33].
- [232] Schraml S., Dankers S., Bader K., Will S. y Leipertz A. “Soot temperature measurements and implications for time-resolved laser-induced incandescence (TIRE-LII)”. *Combustion and Flame*, Vol. 120, pp. 439–450, 2000. **Aparece en: Cap.3**–[40].

- [233] Schraml S., Heimgärtner C., Fettes C. y Leipertz A. “Investigation on in-cylinder soot formation and oxidation by means of two-dimensional laser-induced incandescence”. *10th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisbon, 2000. **Aparece en: Cap.3**–[84], **Cap.4**–[17].
- [234] Schraml S., Heimgärtner C., Will S., Leipertz A. y Hemm A. “Application of a new sensor for exhaust emission control based on time-resolved laser-induced incandescence (TIRE-LII)”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2000-01-2864*, 2000. **Aparece en: Cap.4**–[9].
- [235] Schraml S., Will S. y Leipertz A. “Simultaneous soot mass concentration and primary particle size measurements in the exhaust gas of diesel engines based on laser-induced incandescence (LII)”. *32nd International Symposium on Automotive Technology and Automation (ISATA), Paper 99CPE022*, Vienna, 1999. **Aparece en: Cap.4**–[28].
- [236] Schulz C., Kock B.F., Hoffmann M., Michelsen H., Will S., Bougie B., Suntz R. y Smallwood G. “Laser-induced incandescence: recent trends and current questions”. *Applied Physics B*, Vol. 83, pp. 333–354, 2006. **Aparece en: Cap.3**–[104].
- [237] Schulz C., Ottenwaelder T., Raffius T., Brands T., Huelser T., Grunefeld G. y Pischinger S. “Nitric oxide measurements in the core of diesel jets using a biofuel blend”. *SAE International Journal of Materials and Manufacturing*, Vol. 8, pp. 458–471, 2015. **Aparece en: Cap.2**–[40].
- [238] Seitzman J.M. y Hanson R.K. *Instrumentation for Flows with Combustion*, A. Taylor (Ed.), capítulo Planar fluorescence imaging in gases, pp. 405–466. Academic Press, ISBN 978-0126839203, 1993. **Aparece en: Cap.2**–[91].
- [239] Senda J., Kanda T., Kobayashi M. y Fujimoto H. “Quantitative analysis of fuel vapour concentration in diesel spray by exciplex fluorescence method”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 970796*, 1997 **Aparece en: Cap.2**–[52].
- [240] Senda J., Kobayashi M., Tanabe Y. y Fujimoto H. “Visualisation and quantitative analysis of the fuel vapour concentration in diesel sprays”. *Journal of Society of Automotive Engineers Review*, Vol. 15, pp. 149–156, 1994. **Aparece en: Cap.2**–[53].

- [241] Shaddix C.L. y Smyth K.C. “Laser-induced incandescence measurements of soot production in steady and flickering methane, propane and ethylene diffusion flames”. *Combustion and Flame*, Vol. 107, pp. 418–452, 1996. **Aparece en: Cap.3**–[58], **Cap.4**–[1].
- [242] Shaddix C.R., Harrington J.E. y Smyth K.C. “Quantitative measurements of enhanced soot production in a flickering methane/air diffusion flame”. *Combustion and Flame*, Vol. 99, pp. 723–732, 1994. **Aparece en: Cap.3**–[65], **Cap.4**–[36].
- [243] Siebers D.L. y Higgins B. “Flame lift-off on direct-injection diesel sprays under quiescent conditions”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2001-01-0530*, 2001. **Aparece en: Cap.5**–[9].
- [244] Siebers D.L. y Pickett L.M. “Injection pressure and orifice diameter effects on soot in D.I. diesel fuel jets”. *2nd Conference on Thermo- and Fluid Dynamic Processes in Diesel Engines THIESEL 2002*, Valencia, 2002. **Aparece en: Cap.3**–[94].
- [245] Smallwood G.J., Clavel D., Gareau D., Sawchuk R.A., Snelling D.R., Witze P.O., Axelsson B., Bachalo W.D. y Gülder Ö.L. “Concurrent quantitative laser-induced incandescence and SMPS measurements of EGR effects on particulate emissions from a TDI diesel engine”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2002-01-2715*, 2002. **Aparece en: Cap.3**–[83], **Cap.4**–[15].
- [246] Smallwood G.J., Snelling D.R., Bachalo W.D., Sankar S., Witze P.O. y Michelsen H.A. “Measurement of particle matter under transient conditions with self-calibrating laser-induced incandescence”. *5th International ETH-Conference of Nanoparticle Measurement*, Zürich, 2001. **Aparece en: Cap.3**–[64].
- [247] Smallwood G.J., Snelling D.R., Liu F. y Gülder Ö.L. “Clouds over soot evaporation: errors in modelling laser-induced incandescence of soot”. *Transactions of the ASME: Journal of Heat Transfer*, Vol. 123, pp. 814–818, 2001. **Aparece en: Cap.3**–[41].
- [248] Smith O.I. “Fundamentals of soot formation in flames with application to diesel engine particulate emissions”. *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 7, pp. 275–291, 1981. **Aparece en: Cap.3**–[20].
- [249] Smyth K.C. y Shaddix C.R. “The elusive history of $m=1.57-0.56i$ for the refractive index of soot”. *Combustion and Flame*, Vol. 107, pp. 314–320, 1996. **Aparece en: Cap.2**–[82], **Cap.4**–[43].

- [250] Snelling D.R., Liu F., Smallwood G.J. y Gülder Ö.L. “Determination of the soot absorption coefficient using low-fluence LII in a laminar coflow ethylene diffusion flame”. *Combustion and Flame*, Vol. 136, pp. 180–190, 2004. **Aparece en: Cap.3**–[115], **Cap.4**–[55].
- [251] Snelling D.R., Liu F., Smallwood G.J. y Gülder Ö.L. “Evaluation of the nanoscale heat and mass transfer model of the laser-induced incandescence: prediction of the excitation intensity”. *34th National Heat Transfer Conference NHTC2000-12132*, Pittsburgh, 2000. **Aparece en: Cap.3**–[36], **Cap.4**–[5].
- [252] Snelling D.R., Smallwood G.J., Gülder Ö.L., Bachalo W.D. y Sankar S. “Soot volumen fraction characterization using the laser-induced incandescence detection method”. *10th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisbon, 2000. **Aparece en: Cap.3**–[66].
- [253] Snelling D.R., Smallwood G.J., Sawchuk R.A., Neill W.S., Gareau D., Clavel D.J., Chippior W.L., Liu F., Gülder Ö.L. y Bachalo W.D. “In-situ real-time characterization of particulate emissions from a diesel engine exhaust by laser-induced incandescence”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2000-01-1994*, 2000. **Aparece en: Cap.4**–[10].
- [254] Snelling D.R., Smallwood G.J., Sawchuk R.A., Neill W.S., Gareau D., Clavel D.J., Chippior W.L., Liu F., Gülder Ö.L. y Bachalo W.D. “Particulate matter measurements in diesel engine exhaust by laser-induced incandescence and the standard gravimetric procedure”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 1999-01-3653*, 1999. **Aparece en: Cap.3**–[114].
- [255] Snelling D.R., Thomson K.A., Smallwood G.J. y Gülder Ö.L. “Two-dimensional imaging of soot volumen fraction in laminar diffusion flames”. *Applied Optics*, Vol. 38, pp. 2478–2485, 1999. **Aparece en: Cap.1**–[35], **Cap.3**–[75].
- [256] Soare V. *Phase doppler measurement in diesel dense 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, Valencia, 2007. **Aparece en: Cap.2**–[74].

- [257] Song K.H., Lee Y. y Litzinger T.A. “Effects of emulsified fuels on soot evolution in an optically-accessible D.I. diesel engine”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2000-01-2794*, 2000. **Aparece en: Cap.2**–[88].
- [258] Stanmore B.R., Brillhac J.F. y Gilot P. “The oxidation of soot: a review of experiments, mechanisms and models”. *Carbon*, Vol. 39, pp. 2247–2268, 2001. **Aparece en: Cap.3**–[13].
- [259] Stephens M., Turner N. y Sanberg J. “Particle identification by laser-induced incandescence in a solid-state laser cavity”. *Applied Optics*, Vol. 42, pp. 3726–3736, 2003. **Aparece en: Cap.4**–[74].
- [260] Su D.S., Jentoft R.E., Müller J.-O., Rothe D., Jacob E., Simpson C.D., Z. Tomovi, Mullen K., Messerer A., Poschl U., Niessner R. y Schlog R. “Microstructure and oxidation behaviour of Euro IV diesel engine soot: a comparative study with synthetic model soot substances”. *Catalysis today*, Vol. 90, pp. 127–132, 2004. **Aparece en: Cap.3**–[19].
- [261] Suzuki M., Nishida K. y Hiroyasu H. “Simultaneous concentration measurement of vapour and liquid in an evaporating diesel spray”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 930863*, 1993 **Aparece en: Cap.2**–[44].
- [262] Tait N.P. y Greenhalgh D.A. “PLIF imaging of fuel fraction in practical devices and LII imaging of soot”. *Berichte der Bunsengesellschaft fuer Physikalische Chemie*, Vol. 97, pp. 1619–1625, 1993. **Aparece en: Cap.3**–[61].
- [263] Thomson K.A., Smallwood D.R. Snelling G.J. y Liu F. “Laser-induced incandescence measurements of soot volume fraction and effective particle size in a laminar co-annular non-premixed methane/air flame at pressures between 0.5-4.0 MPa”. *Applied Physics B*, Vol. 83, pp. 469–475, 2006. **Aparece en: Cap.4**–[85].
- [264] Tree D.R. y Dec J.E. “Extinction measurements of in-cylinder soot deposition in a heavy-duty DI diesel engine”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2001-01-1296*, 2001. **Aparece en: Cap.2**–[87].
- [265] Tree D.R. y Dec J.E. “Line of sight extinction measurements of oxygenated fuel blends and diesel fuel in a heavy-duty, direct injection diesel engine”. *2nd Joint Meeting of the United States Sections of the Combustion Institute, Oakland, CA*, 2001. **Aparece en: Cap.2**–[85].

- [266] Urchueguía J.F. *Metodología de caracterización fluidodinámica de culatas mediante anemometría láser-doppler*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos - Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1993. **Aparece en: Cap.2**–[66].
- [267] U.S. Environmental Protection Agency. “Health Assessment Document for Diesel Engine Exhaust”. *EPA/600/608-690/057F*, 2002. **Aparece en: Cap.1**–[12].
- [268] Vaglieco B.M., Merolo S.M. y Corcione F.E. “Nanometric particle formation in optically accessible diesel engine”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2001-01-1258*, 2001. **Aparece en: Cap.2**–[84].
- [269] Vander-Wal R.L. “Laser-induced incandescence measurements in low-gravity”. *Micrograv. Sci. Technol.*, Vol. 10, pp. 64–74, 1997. **Aparece en: Cap.3**–[82].
- [270] Vander-Wal R.L. “Calibration and comparison of laser-induced incandescence with cavity ring-down”. *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 27, pp. 59–67, 1998 **Aparece en: Cap.1**–[37], **Cap.3**–[77].
- [271] Vander-Wal R.L. y Choi M.Y. “Pulsed laser heating of soot: morphological changes”. *Carbon*, Vol. 37, pp. 231–239, 1999. **Aparece en: Cap.3**–[71], **Cap.4**–[66].
- [272] Vander-Wal R.L., Choi M.Y. y Lee K.O. “The effects of rapid heating of soot: implications when using laser-induced incandescence for soot diagnostics”. *Combustion and Flame*, Vol. 102, pp. 200–204, 1995. **Aparece en: Cap.3**–[68], **Cap.4**–[65].
- [273] Vander-Wal R.L. y Ticich T.M. “Cavity ringdown and laser-induced incandescence measurements of soot”. *Applied Optics*, Vol. 38, pp. 1444–1451, 1999. **Aparece en: Cap.3**–[76].
- [274] Vander-Wal R.L., Ticich T.M. y Wets J.R. “Laser-induced incandescence applied to metal nanostructures”. *Applied Optics*, Vol. 38, pp. 5867–5879, 1999. **Aparece en: Cap.3**–[98].
- [275] Vander-Wal R.L., Zhou Z. y Choi M.Y. “Laser-induced incandescence calibration via gravimetric sampling”. *Combustion and Flame*, Vol. 105, pp. 462–470, 1996. **Aparece en: Cap.1**–[36], **Cap.3**–[72].

- [276] Verbiezen K., Donkerbroek A.J., Klein-Douwel R.J.H., van Vliet A.P., Frijters P.J.M, Seykens X.L.J., Baert R.S.G., Meerts W.L., Dam N.J. y ter Meulen J.J. “Diesel combustion: In-cylinder NO concentrations in relation to injection timing”. *Combustion and Flame*, Vol. 151, pp. 333–346, 2007. **Aparece en: Cap.2**–[95].
- [277] Verbiezen K., Klein-Douwel R.J.H., van Vliet A.P., Donkerbroek A.J., Meerts W.L., Dam N.J. y ter Meulen J.J. “Attenuation corrections for in-cylinder NO LIF measurements in a heavy-duty Diesel engine”. *Applied Physics B*, Vol. 83, pp. 1294–1303, 2001. **Aparece en: Cap.2**–[94].
- [278] Verhoeven D., Vanhemelryck J.L. y Baritaud T. “Macroscopic and ignition characteristics of high-pressure sprays of single-component fuels”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 981069*, 1998 **Aparece en: Cap.2**–[39].
- [279] Wainner R.T. *An analytical and quantitative analysis of the laser-induced incandescence of soot*. Tesis Doctoral, Georgia Institute of Technology, Georgia, 1999. **Aparece en: Cap.4**–[67].
- [280] Wainner R.T. y Seitzman J.M. “Soot diagnostics using laser-induced incandescence in flames and exhaust systems”. *American Institute of Aeronautics and Astronautics, AIAA Technical Paper 99-0640*, 1999. **Aparece en: Cap.4**–[62].
- [281] Wal R.L. Vander. “Laser-induced incandescence: detection issues”. *Applied Optics*, Vol. 35, pp. 6548–6559, 1996. **Aparece en: Cap.3**–[69], **Cap.4**–[37].
- [282] Wal R.L. Vander. “LIF-LII measurements in a turbulent gas-jet flame”. *Experiments in Fluids*, Vol. 23, pp. 281–287, 1997. **Aparece en: Cap.3**–[78].
- [283] Wal R.L. Vander. “Soot precursor carbonization: visualization using LIF and LII and comparison using bright and dark field TEM”. *Combustion and Flame*, Vol. 112, pp. 607–616, 1998. **Aparece en: Cap.3**–[80].
- [284] Wal R.L. Vander y Dietrich D.L. “Laser-induced incandescence applied to droplet combustion”. *Applied Optics*, Vol. 34, pp. 1103–1107, 1995. **Aparece en: Cap.3**–[79].
- [285] Wal R.L. Vander y Jensen K.A. “Laser-induced incandescence: excitation intensity”. *Applied Optics*, Vol. 37, pp. 1607–1616, 1998. **Aparece en: Cap.3**–[46].

- [286] Wal R.L. Vander, Jensen K.A. y Choi M.Y. “Simultaneous laser-induced emission of soot and polycyclic aromatic hydrocarbons within a gas-jet diffusion flame”. *Combustion and Flame*, Vol. 109, pp. 399–414, 1997. **Aparece en: Cap.3**–[122].
- [287] Wal R.L. Vander, Ticich T.M. y Stephens A.B. “Optical and microscopy investigations of soot structure alterations by laser-induced incandescence”. *Applied Physics B*, Vol. 67, pp. 115–123, 1998. **Aparece en: Cap.3**–[70], **Cap.4**–[64].
- [288] Wal R.L. Vander y Weiland K.J. “Laser induced incandescence: development and characterization towards a measurement of soot volume fraction”. *Applied Physics B*, Vol. 59, pp. 445–452, 1994. **Aparece en: Cap.3**–[117].
- [289] Watson A.Y. y Valberg P.A. “Carbon black and soot: two different substances”. *American Industrial Hygiene Association Journal*, Vol. 62, pp. 218–228, 2001. **Aparece en: Cap.3**–[10].
- [290] Weeks R.W. y Duley W.W. “Aerosol-particle sizes from light emission during excitation by TEA CO₂ laser pulses”. *Journal of Applied Physics*, Vol. 45, pp. 4661–4662, 1974. **Aparece en: Cap.3**–[49].
- [291] Weikl M.C., Beyrau F., Leipertz A., Loch A., Jelitto C. y Willand J. “Locally resolved measurement of gas-phase temperature and EGR-ratio in an HCCI-engine and their influence on combustion timing”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2007-01-0182*, 2007. **Aparece en: Cap.2**–[103].
- [292] Wiartalla A., Bäcker H. y Dürnholz M. “Influence of injection system parameters on spray development combustion and soot formation by optical measurement techniques in a model combustion chamber”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 950233*, 1995 **Aparece en: Cap.2**–[83].
- [293] Will S., Schraml S., Bader K. y Leipertz A. “Performance characteristics of soot primary particle size measurements by time-resolved laser-induced incandescence”. *Applied Optics*, Vol. 37, pp. 5647–5658, 1998. **Aparece en: Cap.3**–[38].
- [294] Will S., Schraml S. y Leipertz A. “Two-dimensional soot-particle sizing by time-resolved laser-induced incandescence”. *Optics Letters*, Vol. 20, pp. 2342–2344, 1995. **Aparece en: Cap.3**–[43].

- [295] Williams M.M.R. y Loyalka S.K. *Aerosol science theory and practice: with special applications to the nuclear industry*. Pergamon Press, ISBN 0-08037209-0, 1991. **Aparece en: Cap.3**–[112].
- [296] Wilson R. y Spengler J.D. *Particles in our air: Concentration and health effects*. Harvard University Press, ISBN 0-67424-077-4, 1996. **Aparece en: Cap.3**–[2].
- [297] Wiltafsky G., Stolz W., Köhler J. y Espey C. “The quantification of laser-induced incandescence for planar time-resolved measurements of the soot volume fraction in a combustion diesel jet”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 961200*, 1996 **Aparece en: Cap.3**–[88].
- [298] Winklhofer E. y Plimon A. “Monitoring of hydrocarbon fuel-air mixtures by means of a light extinction technique in optically accessed research engine”. *Optical Engineering*, Vol. 30, pp. 1263–1268, 1991. **Aparece en: Cap.2**–[45].
- [299] Witze P.O. “Qualitative laser-induced incandescence measurements of soot emissions during transient operation of a port fuel-injected engine”. *5th International Symposium on Diagnostics and Modeling of Combustion on Internal Combustion Engines COMODIA 01*, Nagoya, 2001. **Aparece en: Cap.3**–[91].
- [300] Witze P.O., Hochgreb S., Kayes D., Michelsen H.A. y Shaddix C.R. “Time-resolved laser-induced incandescence and laser elastic scattering measurements in a propane diffusion flame”. *Applied Optics*, Vol. 40, pp. 2443–2452, 2001. **Aparece en: Cap.3**–[67].
- [301] Witze P.O., Maricq M.M., Chase R.E., Podsiadlik D.H. y Xu N. “Time-resolved measurements of exhaust PM for FTP-75: comparisons of LII, ELPI, and TEOM techniques”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2004-01-0964*, 2004. **Aparece en: Cap.3**–[97].
- [302] Wolfrum J. “Bildung von Stickstoffoxiden bei der Verbrennung”. *Chemie-Ingenieur-Technik*, Vol. 44, pp. 656–659, 1972. **Aparece en: Cap.1**–[9].
- [303] Wolfrum J. “Lasers in combustion: from basic theory to practical devices”. *27th Symposium on Combustion - The Combustion Institute*, pp. 1–41, 1998. **Aparece en: Cap.2**–[105].

- [304] Xi J. y Zhong B.-J. “Soot in diesel combustion systems”. *Chemical Engineering and Technology*, Vol. 29, pp. 665–673, 2006 **Aparece en: Cap.3**–[8].
- [305] Xu Y. y Lee C.F. “Investigation of soot formation in diesel combustion using forward illumination light extinction (FILE) technique”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 2004-01-1411*, 2004. **Aparece en: Cap.4**–[47].
- [306] Yeh C., Kamimoto T., Kobori S. y Kosaka H. “2-D imaging of fuel vapour concentration in a diesel spray via exciplex-based fluorescence technique”. *Society of Automotive Engineers, SAE Technical Paper 932652*, 1993 **Aparece en: Cap.2**–[51].
- [307] Yehliu K., Armas O., Vander-Wal R.L. y Boehman A.L. “Impact of engine operating modes and combustion phasing on the reactivity of diesel soot”. *Combustion and Flame*, Vol. 160, pp. 682–691, 2013. **Aparece en: Cap.1**–[19].
- [308] Yoder G.D., Diwakar P.K. y Hahn D.W. “Assessment of soot particle vaporization effects during laser-induced incandescence with time-resolved light scattering”. *Applied Optics*, Vol. 44, pp. 4211–4219, 2005. **Aparece en: Cap.4**–[79].
- [309] Zapata L.D. *Caracterización de los procesos de inyección-combustión diesel mediante visualización y procesamiento de imágenes*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos - Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2010. **Aparece en: Cap.1**–[23], **Cap.5**–[3].
- [310] Zeldovich Y.B. “The formation of nitrogen in combustion and explosions”. *Acta Physiochimica*, Vol. 21, pp. 577–628, 1946. **Aparece en: Cap.1**–[7].
- [311] Zhang R. y Kook S. “Structural evolution of soot particles during diesel combustion in a single-cylinder light-duty engine”. *Combustion and Flame*, Vol. 162, pp. 2720–2728, 2015. **Aparece en: Cap.1**–[18].
- [312] Zhao H. y Ladommatos N. “Optical diagnostics for in-cylinder mixture formation measurements in diesel engines”. *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 24, pp. 297–336, 1998. **Aparece en: Cap.2**–[35].
- [313] Zhao H. y Ladommatos N. *Engine Combustion Instrumentation and Diagnostics*. Society of Automotive Engineers, ISBN 0-7680-0665-1, 2001. **Aparece en: Cap.1**–[32], **Cap.2**–[4], **Cap.3**–[34].

-
- [314] Zhu J., Choi M.Y., G.W.Mulholland y Gritz L.A. “Soot scattering measurements in the visible and near-infrared spectrum”. *Proceedings of The Combustion Institute*, Vol. 28, pp. 439–446, 2000 **Aparece en: Cap.2**–[81].