



**UNIVERSIDAD DE CHILE
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS Y MATEMÁTICAS
DEPARTAMENTO DE INGENIERÍA MECÁNICA**

**CARACTERIZACIÓN DE LA ENERGÍA LIBERADA POR UNA LLAMA DE
DIFUSIÓN AL INTERIOR DE UN TÚNEL A ESCALA REDUCIDA**

**TESIS PARA OPTAR AL GRADO DE MAGÍSTER EN CIENCIAS DE LA
INGENIERÍA MENCIÓN MECÁNICA**

GONZALO FELIPE SEVERINO LÓPEZ

**PROFESOR GUÍA:
JUAN CARLOS ELICER CORTÉS**

**MIEMBROS DE LA COMISIÓN:
ANDRÉS FUENTES CASTILLO
PEDRO RESZKA CABELLO**

**SANTIAGO DE CHILE
DICIEMBRE 2012**

Resumen

El presente trabajo tiene por objeto caracterizar la energía liberada por una llama de difusión dentro de un túnel modelo. El trabajo se enmarca dentro del proyecto FONDECYT 1085015, que apunta a determinar la efectividad de cortinas de aire doble jet - doble flujo (DJ-DF) operando como un sistema de protección contra incendios en túneles.

El estudio se llevó a cabo en una instalación experimental que representa un túnel vial a escala 1:34, al interior del cual se genera una celda de confinamiento mediante dos cortinas DJ-DF. Con el fin de representar la potencia liberada y la dinámica de un incendio se procedió a diseñar, construir y montar un quemador estándar de llama de difusión, equipado con un sistema de refrigeración, un circuito de alimentación de combustible y un mecanismo de encendido remoto.

El comportamiento de la llama se caracterizó de la siguiente manera. En primer lugar, se efectuó una simulación numérica con el programa *Fire Dynamics Simulator* (FDS) para predecir la radiación incidente a lo largo de un tramo del túnel. Luego se midió experimentalmente la radiación en dichos puntos bajo las mismas condiciones del modelo. Al contrastar estos resultados se valida el modelo de radiación y combustión empleado por FDS, por cuanto se logra predecir efectivamente los datos experimentales. Sin embargo, una desviación en la estimación numérica de la producción de hollín se traduce en una leve discordancia de la predicción computacional.

El confinamiento del calor generado por la llama se abordó como sigue. Se obtuvo experimentalmente la altura de la llama para diversas tasas de liberación de calor en el marco de dos escenarios, uno en que la llama se desarrolla sin perturbaciones, y otro en que la llama se encuentra dentro de la celda de confinamiento. En el primer caso los resultados experimentales se ajustan a las correlaciones publicadas al respecto, dando cuenta que la metodología empleada es adecuada y certera, aunque pierde validez para bajas liberaciones de calor y cuando la llama toca el techo propagándose por éste. Luego, al comparar ambos escenarios se observa una disminución en la altura de la llama para altas liberaciones de energía, y la situación contraria para bajas liberaciones de energía. Así se concluye que la configuración DJ-DF cumple su objetivo para llamas cuya altura comparte el mismo orden de magnitud que la altura del túnel. Para llamas más débiles, las cortinas tienden a favorecer su desarrollo, aunque esta conclusión está sujeta a reducir la incertidumbre en la medición de la altura de llama.

Abstract

This work intends to characterize the heat released by a diffusion flame inside a scale tunnel. The work is part of the FONDECYT 1085015 project which aims to determine the effectiveness of double stream - twin jets (DS-TJ) air curtains operating as fire protection systems in tunnels.

The study was conducted in an facility representing a 1:34 scale tunnel, where a cell confinement is generated by two DS-TJ curtains. In order to represent the heat release rate and dynamics of a fire, a standard diffusion flame burner was designed, built and mounted on the facility. The burner was equipped with a cooling system, a fuel supply circuit and a remote ignition mechanism.

Flame behavior was characterized as follows. Firstly, the Fire Dynamics Simulator (FDS) code was used to run a numerical simulation and thus predict the incident radiation on several points along a section of the tunnel. Then, experimental values of radiation were measured on these points under the same conditions. So, the radiative and combustion models employed by FDS are validated, as they are able to predict actual experimental data. However, a deviation in the numerical estimation of soot production leads to a slight mismatch of the computational prediction.

The confinement of the heat released by the flame was addressed as follows. The flame height was experimentally obtained for a set of heat release rates under two scenarios. In the first one the flame develops without disturbances. In the second one the flame develops inside the confinement cell. In the first case the experimental data is consistent with published correlations about flame height, then the experimental procedure is appropriate and accurate. However, these correlations become invalid for lower heat release rates and when the flame touches the ceiling and spreads through it. Comparing both scenarios, a decrease in the flame height was observed in the range of higher heat release rates, and the opposite for lower heat release rates. Therefore, the DJ-DF configuration meets its objective for stronger flames, i. e. those whose height shares the same order of magnitude with the height of the tunnel. For weaker flames, curtains tend to stimulates its development, although this conclusion is subject to reduce the uncertainty of experimental flame height.

Agradecimientos

La realización de este trabajo fue posible gracias al financiamiento otorgado por la Beca para estudios de Magíster en Chile de CONICYT y los proyectos FONDECYT 1085015 y 1100913.

Deseo agradecer a todas aquellas personas que contribuyeron al desarrollo de esta tesis.

Agradezco a mis padres, por apoyarme en la decisión de retornar a la universidad y apostar por seguir este rumbo.

A Carla, cuyo amor y motivación hicieron posible terminar este trabajo.

Al Sr. Juan Carlos Elicer, cuyas exigencias y consejos permitieron desenvolverme de mejor manera durante el transcurso del programa. Al Sr. Andrés Fuentes por su apoyo en lo personal y laboral, y sus recomendaciones que encaminaron este trabajo a constituir un aporte al conocimiento. Al Sr. Pedro Reszka, por su experiencia y apoyo en diversos temas.

A los compañeros José, Felipe, Jorge y Pablo con quienes tuve el honor de cursar este programa. También agradezco la ayuda de Rodrigo y Juan, cuya cooperación fue indispensable para llevar a cabo la parte experimental de este trabajo.

También agradezco el apoyo entregado por el Departamento de Ingeniería Mecánica de la Universidad de Chile, en particular, a los señores Aquiles Sepúlveda, Ricardo Gallardo, Maria Eugenia, Maricarmen, Soledad, Juan Carlos Salgado y personal de taller, que de una u otra forma contribuyeron con su experiencia y cooperación. Por último, al cuerpo académico del departamento, cuyos conocimientos transmitidos durante el programa constituyen un aporte sólido y duradero.

Índice general

Resumen	I
Abstract	II
Agradecimientos	III
Índice de figuras	VIII
Índice de Tablas	XII
Nomenclatura	XIII
1. Introducción	1
1.1. Generalidades	1
1.2. Motivación	3
1.3. Objetivos	4
1.3.1. Objetivo General	4
1.3.2. Objetivos Específicos	4
2. Generación de una llama de difusión al interior de un túnel	5
2.1. Aspectos teóricos	5
2.1.1. La llama de difusión	5
2.1.2. Generalidades sobre el etileno	6
2.1.3. Radiación térmica emitida por la llama	7
2.1.4. Escalamiento térmico	9
2.1.5. Número de Froude	11

2.1.6.	Altura de la llama	12
2.1.7.	Temperatura de la llama	14
2.1.8.	Velocidad de salida del gas	15
2.1.9.	Casos particulares	16
2.2.	Descripción del aparato experimental	17
2.2.1.	Antecedentes	17
2.2.2.	Construcción del aparato experimental	20
2.2.3.	Medición del flujo de gas	22
2.2.4.	Circuito de gas	22
2.2.5.	Circuito de refrigeración	24
2.2.6.	Sistema de encendido	25
3.	Metodología experimental	26
3.1.	Condiciones ambientales	27
3.2.	Instrumentación	27
3.2.1.	Radiómetro	27
3.2.2.	Cámara CCD	28
3.3.	Montaje y adquisición de datos	29
3.4.	Procedimientos experimentales	31
3.4.1.	Radiación en función de la distancia	31
3.4.2.	Altura de llama y radiación térmica en función del caudal de gas	31
4.	Simulación numérica	32
4.1.	Aspectos generales de FDS	32
4.1.1.	Ecuaciones fundamentales de conservación	33
4.1.2.	Modelo de combustión	34
4.1.3.	Radiación térmica	36
4.2.	Construcción del modelo en FDS	37
4.2.1.	Geometría	38
4.2.2.	Condiciones iniciales	38
4.2.3.	Condiciones de borde	39

4.2.4.	Información de salida	40
4.2.5.	Independencia de malla	41
4.2.6.	Resolución de malla	43
4.3.	Simulación	43
5.	Análisis de resultados	46
5.1.	Radiación en función de la distancia	46
5.1.1.	Resultados experimentales	47
5.1.2.	Resultados numéricos	49
5.1.3.	Fracción radiativa	51
5.1.4.	Curva teórica	52
5.1.5.	Comparación y análisis	54
5.2.	Altura de llama en función de la potencia liberada	56
5.2.1.	Resultado experimental	56
5.2.2.	Tasa adimensional de liberación de calor	62
5.2.3.	Comparación y análisis	63
5.3.	Influencia de la operación de cortinas de aire DJ-DF	65
5.3.1.	Resultado experimental	65
5.3.2.	Comparación y análisis	67
6.	Conclusiones	69
	Bibliografía	71
A.	Instalación experimental	76
A.1.	Descripción general	76
A.2.	Esquema general de la instalación	78
A.3.	Protocolos de operación	80
A.3.1.	Encendido y apagado de la fuente térmica	80
A.3.2.	Puesta en marcha de los circuitos de aire caliente	81
A.3.3.	Puesta en marcha de los circuitos de aire frío	83
A.3.4.	Sembrado de partículas	84

A.3.5. Movimiento del equipo LDV	84
A.3.6. Adquisición de datos de velocidad	87
A.3.7. Preparación del agua destilada congelada	90
A.3.8. Desplazamiento horizontal de la termocupla y adquisición de temperatura	91
A.3.9. Desplazamiento vertical de la termocupla	93
A.4. Calibración de la velocidad de los <i>jets</i>	95
B. Emisividad de una llama de difusión	97
B.1. Formulación	97
B.2. Cálculos	98
C. Memoria de cálculo, circuito de refrigeración	99
C.1. Flujo de calor	99
C.2. Volumen del depósito	100
C.3. Selección de la bomba	101
D. Sumario de componentes del aparato experimental	102
E. Protocolos de operación del aparato experimental	104
E.1. Protocolos experimentales	104
E.1.1. Protocolo de ventilación	104
E.1.2. Protocolo de encendido	104
E.1.3. Protocolo de apagado	105
E.2. Aspectos de seguridad sobre el etileno	106
E.2.1. Riesgos	106
E.2.2. Extinción	106
E.2.3. Almacenamiento	106
F. Planos	108

Índice de figuras

1.1. Celda de confinamiento, configuración DJ-DF.	1
1.2. Instalación experimental.	2
1.3. a) Túnel experimental. b) Suelo del túnel.	2
2.1. Concentración de especies en una llama de difusión.	5
2.2. Fuente de radiación isotrópica.	8
2.3. Radiación emitida por una llama cilíndrica homogénea.	9
2.4. Zonas de una llama.	12
2.5. Intermitencia de la llama en función de la altura.	13
2.6. Distribución de temperaturas en una llama.	15
2.7. Quemador de tubos concéntricos.	18
2.8. Quemador <i>Wolfhard-Parker</i>	18
2.9. Quemador a contraflujo.	18
2.10. Quemador <i>McKenna</i> [41].	19
2.11. Plano en corte del quemador.	20
2.12. Fotografía del quemador construido.	21
2.13. Vista isométrica del quemador montado en el perfil de soporte.	21
2.14. Montaje del quemador en el suelo del túnel experimental.	21
2.15. Diagrama de flujo del circuito de gas.	23
2.16. Diagrama de flujo del circuito de refrigeración.	24
2.17. Circuito de cobre dentro del quemador.	24
2.18. Diagrama de flujo del sistema de encendido.	25
3.1. Comportamiento de la llama al interior del túnel.	26

3.2.	Radiómetro <i>Schmidt-Boelter</i>	28
3.3.	Curva de calibración del radiómetro.	28
3.4.	Cámara <i>Manta</i>	29
3.5.	Curva de transmitividad del filtro pasa-banda.	29
3.6.	Adquisidor de datos <i>Daq/55</i>	29
3.7.	Montaje del radiómetro.	30
3.8.	Esquema del montaje del radiómetro.	30
3.9.	Montaje de la cámara.	30
3.10.	Esquema del montaje de la cámara.	31
4.1.	Sistema coordinado para la discretización angular en FDS.	37
4.2.	Esquema de la geometría del túnel en FDS.	38
4.3.	Esquema 3D de la geometría del túnel en FDS.	38
4.4.	Subdominios de la geometría para analizar independencia de malla en FDS.	41
4.5.	Evolución de temperatura en el tiempo.	42
4.6.	Evolución de temperatura promedio según la cantidad total de celdas.	43
4.7.	Subdominios de la geometría empleada en la simulación FDS.	44
4.8.	Vista tridimensional de la energía liberada por unidad de volumen entregada por FDS.	45
4.9.	Perfiles de temperatura entregados por FDS.	45
5.1.	Resultado experimental para la radiación en función de la distancia normalizada.	47
5.2.	Resultado experimental para la radiación en función de la distancia normalizada, incluye barra de error.	48
5.3.	Radiación ambiental registrada por los dispositivos en FDS.	49
5.4.	Radiación incidente en función del tiempo, para tres dispositivos de un total de 26.	50
5.5.	Comparación entre el modelo de cuerpo gris y el modelo de seis bandas.	50
5.6.	Comparación entre 100 y 500 ángulos sólidos.	51
5.7.	Fracción radiativa en función de la distancia normalizada.	52
5.8.	Resultado teórico para la radiación en función de la distancia normalizada.	53
5.9.	Comparación entre resultados teóricos, experimentales y numéricos (modelo radiativo).	54
5.10.	Comparación entre resultados teóricos, experimentales y numéricos (cantidad de ángulos sólidos).	55

5.11. Campo de temperaturas en un plano $y = 0$ en torno a los dispositivos numéricos.	56
5.12. Secuencia reducida de imágenes para una llama generada con 0,74 L/min de gas.	57
5.13. Ejemplo de una matriz de 541×328 píxeles.	58
5.14. Ilustración del método para calcular la altura de la llama en una imagen estática.	58
5.15. Altura de llama en píxeles considerando un umbral de luminosidad 10 y $\dot{V}_{gas} = 0,46$ L/min.	59
5.16. Altura de llama en píxeles considerando 3 umbrales de luminosidad para $\dot{V}_{gas} = 0,46$ L/min.	60
5.17. Altura media de llama en píxeles en función del umbral de luminosidad impuesto para el píxel más alto.	60
5.18. Altura media de llama en píxeles en función del umbral de luminosidad impuesto para el píxel más alto (0,46 L/min de gas).	61
5.19. Altura de llama en función del caudal de gas impuesto experimentalmente.	62
5.20. Altura normalizada de llama en función de la liberación de calor (expresado como $\hat{Q}^{2/5}$ para comparación).	63
5.21. Comparación entre el resultado experimental y correlaciones para la altura de llama.	64
5.22. Altura de llama en píxeles en función del umbral de luminosidad impuesto para el píxel más alto ($\dot{V}_{gas} = 0,46$ L/min). Operación con cortinas DJ-DF.	66
5.23. Altura de llama en píxeles en función del umbral de luminosidad impuesto para el píxel más alto. Operación con cortinas DJ-DF.	66
5.24. Altura de llama en función del caudal de gas impuesto experimentalmente. Operación con cortinas DJ-DF.	67
5.25. Efecto de la operación de las cortinas DJ-DF sobre la altura de llama.	67
A.1. Sistema doble jet - doble flujo.	76
A.2. Circuitos de circulación de aire.	77
A.3. Resistencia eléctrica.	78
A.4. Equipo LDV.	78
A.5. Diagrama de la instalación.	79
A.6. Conexión eléctrica de la fuente térmica.	80
A.7. Control de la fuente térmica.	81
A.8. Evolución del campo de temperatura provocado por la fuente térmica.	81
A.9. Motores asíncronos para circulación de aire caliente.	82
A.10. Controladores de frecuencia de motores asíncronos.	82
A.11. Equipo generador de funciones.	83

A.12. Controladores de voltaje.	83
A.13. Generadores de humo para sembrado de partículas.	84
A.14. Botones de control para generadores de humo.	84
A.16. Seleccionador de movimiento para equipo LDV.	85
A.15. Motores para desplazamiento del equipo LDV.	86
A.17. Ventana principal del programa SPORT232.	86
A.18. Ventana <i>Serial Port Configuration</i> del programa SPORT232.	86
A.19. Ventana <i>Setting Motor Winding Current</i> del programa SPORT232.	87
A.20. Equipos procesadores del sistema LDV	88
A.21. Ventana principal del programa MSE 3D <i>Acquisition Manager</i>	88
A.22. Ventana de control de componente U1 del equipo LDV.	89
A.23. Ventana secundaria para configuración de componente U1 del equipo LDV.	89
A.24. Configuración típica para componente U1 del equipo LDV.	90
A.25. Componentes del sistema de referencia para la termocupla.	91
A.26. Motor para desplazamiento horizontal de la termocupla.	92
A.27. Equipo amplificador para adquisición de temperatura.	92
A.28. Ventana principal del programa DT322.	93
A.29. Motor para desplazamiento vertical de la termocupla.	94
A.30. Ventana principal del programa SPORT232, computador secundario.	94
A.31. Ventana <i>Setting Motor Winding Current</i> del programa SPORT232, computador secundario.	95
A.32. Curva de calibración del <i>jet</i> de aire frío.	96
A.33. Curva de calibración del <i>jet</i> de aire caliente.	96
C.1. Balance de energía en el disco poroso.	100
C.2. Factor de forma entre dos superficies circulares.	100
C.3. Bomba <i>Sicce</i> modelo <i>Idra</i>	101
C.4. Curvas de operación de bombas <i>Sicce</i>	101

Índice de Tablas

2.1. Flujo de gas necesario para modelar potencias liberadas reales.	17
2.2. Características de la llama modelo.	17
3.1. Comportamiento cualitativo de la llama.	27
4.1. Grupos en FDS.	38
4.2. Propiedades físicas de los materiales modelados en FDS.	39
4.3. Geometría del modelo FDS.	44
5.1. Distancia normalizada al centro de la llama.	46
5.2. Promedio y desviación estándar de cada serie temporal de voltaje.	48
5.3. Altura media de llama en función del caudal de gas, para un umbral de luminosidad 10.	59
5.4. Altura de llama, resultado experimental.	62
5.5. Tasa adimensional de calor liberado según el caudal de gas impuesto experimentalmente.	63
B.1. Cálculo de la emisividad de cada componente.	98
B.2. Cálculo de la emisividad de cada componente.	98
C.1. Pérdida de carga en el circuito de refrigeración.	101
D.1. Circuito de gas.	102
D.2. Circuito de refrigeración.	103
D.3. Sistema de encendido.	103

Nomenclatura

Símbolos latinos:

A	Superficie
b	Distancia entre la llama y la superficie del quemador
c_p	Calor específico
D	Coefficiente de difusión o diámetro
e	Espesor
E	Voltaje
f	Factor de fricción
\mathbf{f}	Vector de fuerza por unidad de volumen
F	Factor de forma (radiación)
g	Aceleración de gravedad
h	Entalpía
i	Índice genérico
I	Intensidad de radiación
j	Índice genérico
k	Conductividad térmica o permeabilidad del medio
L	Longitud o distancia genérica
m	Masa
\mathbf{n}	Vector normal unitario
N	Longitud de una serie de números o datos
P	Presión
Q	Calor
q	Calor por unidad de superficie
r	Coordenada radial
\mathbf{s}	Vector de dirección
T	Temperatura
t	Tiempo
U	Magnitud de velocidad o velocidad media
\mathbf{u}	Vector de velocidad
V	Volumen
W	Peso molecular
x	Coordenada horizontal
\mathbf{x}	Vector de posición
y	Coordenada horizontal

Y	Fracción másica
z	Coordenada vertical
Z	Fracción de mezcla

Símbolos griegos:

α	Difusividad térmica
χ	Fracción radiativa
δ	Delta de Kronecker
$\delta x, \delta y, \delta z$	Dimensiones de una celda
ΔH	Poder calorífico
ΔT	Diferencia de temperatura
ϵ	Emisividad
ϕ	Ángulo azimutal
φ	Porosidad del medio
γ	Fracción volumétrica
Γ	Relación aire/combustible
κ	Coefficiente medio de absorción
λ	Longitud de onda
μ	Viscosidad cinemática
ν	Coefficiente estequiométrico
Π	Grupo adimensional
θ	Ángulo polar
ρ	Densidad
σ	Constante de Stefan-Boltzmann
τ	Tiempo característico o tensor de esfuerzos
Ω	Ángulo sólido
ξ	Tasa de disipación de energía cinética
Ψ	Constante para correlación de altura de llama

Subíndices:

f	Llama
r	Radiación
s	Hollín
∞	Condiciones ambientales

Superíndices:

$\dot{()}$	Tasa de cambio en el tiempo
$()''$	Cantidad por unidad de superficie
$()'''$	Cantidad por unidad de volumen

Capítulo 1

Introducción

1.1. Generalidades

En los últimos años, el incremento del parque automotriz y la modernización de la infraestructura carretera han conllevado a un aumento en la construcción de tramos viales subterráneos, y la consiguiente probabilidad de un incendio al interior de éstos. Un incendio de este tipo acarrea consecuencias potencialmente catastróficas en cuanto a pérdidas de vidas humanas. Por ejemplo, uno de los accidentes más recordados ocurrió en 1999 dentro del túnel Mont Blanc, que une Francia e Italia, donde fallecieron 39 personas al incendiarse un camión que transportaba harina y mantequilla, provocando la explosión en cadena de los tanques de combustible de los otros vehículos involucrados.

Cuando ocurre un incendio dentro de un túnel, el principal peligro hacia las personas consiste en la inhalación de gases tóxicos, los cuales se propagan rápidamente hacia zonas no afectadas directamente por el incendio. Otro foco de riesgo es el calor liberado y las altas temperaturas alcanzadas en las inmediaciones del incendio. Una forma de mitigar el daño generado por el incendio consiste en confinarlo, con lo cual se logran tres objetivos beneficiosos: reducir la propagación de humos; entregar un mayor margen de tiempo para evacuación y rescate; y disminuir la cantidad de oxígeno disponible cerca del fuego.

Una forma interesante de lograr este confinamiento es mediante cortinas de aire planas en impacto, las cuales minimizan el transporte de calor y masa entre dos ambientes, sin impedir el tránsito de personas o vehículos a través de ellas. Este mecanismo ha sido investigado intensivamente en los últimos años. Por ejemplo, Gupta et al. [1] concluye que la configuración *doble jet - doble flujo* (en adelante DJ-DF) exhibe interesantes propiedades de confinamiento, respecto a otras configuraciones. Este diseño involucra dos chorros de aire impulsados conjuntamente a través de boquillas rectangulares: uno proviene del exterior del túnel (frío), y otro desde la zona de confinamiento (caliente) (Fig. 1.1), impactando ambos contra el suelo del túnel.

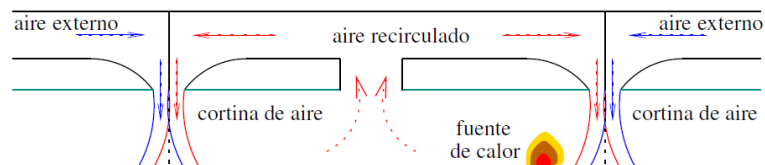


Figura 1.1: Celda de confinamiento, configuración DJ-DF.

En este contexto, y enmarcado dentro del proyecto FONDECYT 1040498, González [2] y Celis [3] diseñaron y montaron una instalación experimental que representa un túnel vial a escala 1:34 (Fig. 1.2), ubicado en el Laboratorio de Estudios en Fluidodinámica (LEF) del Departamento de Ingeniería Mecánica de la Universidad de Chile, donde dos cortinas DJ-DF generan una celda de confinamiento alrededor de una fuente térmica.



Figura 1.2: Instalación experimental.

El núcleo de esta instalación consiste en una vena de ensayo construida a una escala 1:34 respecto a un túnel vial, con una longitud de 3 m y una sección rectangular de ancho 300 mm y una altura de 150 mm (Fig. 1.3a). En el suelo de esta vena se dispone de cinco aberturas equidistantes que permiten la colocación de diversas fuentes térmicas. (Fig. 1.3b).

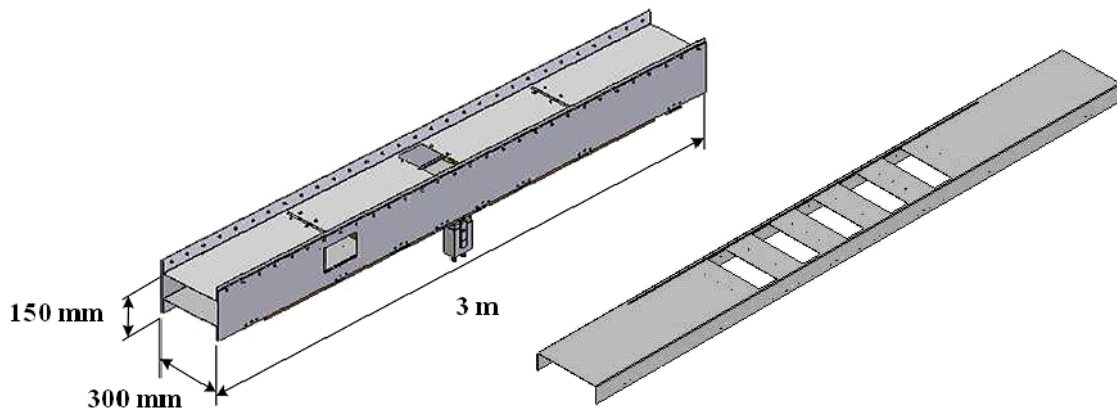


Figura 1.3: a) Túnel experimental. b) Suelo del túnel.

Fernández [4] estudió numéricamente el comportamiento de estas cortinas. Cuando la temperatura dentro de la celda de confinamiento es mayor que fuera de ella, Fernández establece la necesidad de ajustar el flujo de cada chorro a valores diferentes con el fin de impactar verticalmente en el suelo del túnel. Elicer et al. [5] efectuaron simulaciones numéricas en 2D y 3D, y al compararlas con datos experimentales concluye que la estructura del flujo es bidimensional en esencia, suposición que simplifica notablemente la simulación numérica del flujo.

Posteriormente, y en el marco de otro proyecto FONDECYT (1085015), el trabajo experimental llevado a cabo por Felis et al. [6] permitió equipar dicha instalación con una termocupla fina y un sistema de anemometría Laser Doppler (LDV), con el fin de medir simultáneamente el campo de velocidades y temperatura en la cortina DJ-DF y su entorno inmediato. Felis identificó a la zona superior de la cortina como la más eficiente, es decir, aquella donde las transferencias de calor y masa son relativamente menores.

Desde entonces se han desarrollado una serie de estudios numéricos y experimentales tendientes a cuantificar el calor confinado en la celda mediante estas cortinas. Lecaros et al. [7] determinan numéricamente la presencia de remolinos cerca de la zona de impacto, donde se mezclan los dos flujos de aire, lo que provocaría fugas de calor y masa desde la zona confinada. En paralelo, Rivera et al. [8] investigan numéricamente la influencia de las inestabilidades del flujo generado por las cortinas sobre la eficiencia de la misma, concluyendo que inestabilidades de tipo Kelvin-Helmoltz contribuyen a la transferencia a través de la cortina. Crisóstomo [9] sugiere que el chorro más rápido se encuentre más cerca de la fuente de calor, minimizando así la fuga de aire caliente. Cecchi [10] concluye experimentalmente que la convección natural provocada por la fuente de calor ejerce una influencia importante en el campo de velocidades de la cortina, aunque estas características dinámicas dependen en mayor medida de la configuración de salida de la cortina DJ-DF. Por último, Schneider [11] profundiza el estudio experimental de Cecchi al incrementar la cantidad de puntos de medición.

1.2. Motivación

En vista de los interesantes resultados obtenidos en los trabajos anteriores, surge la necesidad de representar más fidedignamente no sólo la potencia calórica, sino también las condiciones de incendio real en un túnel. Para tal efecto se decide montar dentro de la instalación experimental un quemador de llama de difusión, donde el combustible y el aire originalmente separados difunden hacia la zona de reacción química. Con este quemador se simula experimentalmente un incendio a escala de laboratorio, para luego caracterizar su comportamiento y así estudiar el confinamiento del calor liberado por la llama.

A modo de antecedente, la fuente de calor empleada en los estudios referidos anteriormente consistió en una resistencia eléctrica marca KANTHAL, alimentada por una fuente de poder de 8 kVA. Por efecto Joule, esta resistencia puede entregar una potencia térmica máxima de 7,5 kW, generando temperaturas superficiales de hasta 1.400°C.

1.3. Objetivos

1.3.1. Objetivo General

Caracterizar experimentalmente la energía liberada por una llama de difusión al interior de un túnel modelo, orientado a evaluar el confinamiento generado por un sistema de cortinas de aire.

1.3.2. Objetivos Específicos

- Diseñar y construir un quemador estándar de llama de difusión, para ser instalado dentro del túnel experimental con el fin de entregar una potencia determinada.
- Evaluar el comportamiento de la llama mediante la medición de los siguientes parámetros:
 - Altura de llama y comparación con modelos teóricos existentes.
 - Radiación emitida por la llama, y comparación con resultados obtenidos de una simulación numérica.

Capítulo 2

Generación de una llama de difusión al interior de un túnel

2.1. Aspectos teóricos

2.1.1. La llama de difusión

La llama de difusión es aquella donde la mezcla entre el combustible y el oxidante ocurre debido a la difusión de combustible desde zonas de mayor a menor concentración. Así, la reacción ocurre cuando el combustible y el oxidante tienden a mezclarse en proporciones estequiométricas, por lo que la tasa de difusión de combustible es el fenómeno predominante en este tipo de llamas.

Por ejemplo, una llama de difusión laminar se logra inyectando combustible gaseoso hacia un ambiente estático, a través de un tubo circular. La llama resultante tiene una forma alargada, y la concentración de especies (combustible, oxidante y productos) a una altura dada tiene las tendencias mostradas en la Fig. 2.1 [12]. Estas tendencias pueden extrapolarse para el caso de un combustible gaseoso fluyendo desde una superficie circular porosa.

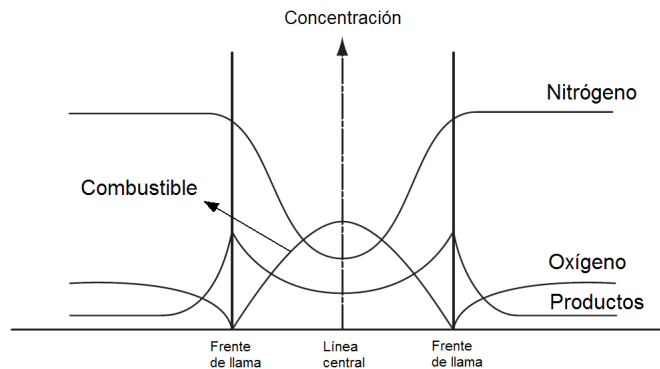


Figura 2.1: Concentración de especies en una llama de difusión.

La teoría de la llama de difusión es compleja, no obstante, la revisión publicada por Bilger al respecto [13] entrega un análisis más simplificado al introducir el concepto de *fracción de mezcla*. En una reacción de combustión, la ecuación de conservación de especies en estado estacionario corresponde a:

$$\nabla \cdot (\rho Y_i \mathbf{u} - \rho D_i \nabla Y_i) = \dot{m}_i''' \quad (2.1)$$

Donde Y_i es la fracción másica de la especie i cuya tasa neta de producción química es \dot{m}_i''' (en unidades de flujo másico por unidad de volumen), ρ es la densidad y \mathbf{u} , el vector de velocidad. Análogamente, suponiendo que los coeficientes de difusión son idénticos y constantes para todas las especies ($D = D_i$), y que la difusión de calor y masa tienen la misma importancia dentro del fenómeno (Número de Lewis $Le = \alpha/D = 1$), la ecuación para la conservación de entalpía sensible h se puede escribir en estado estacionario como:

$$\nabla \cdot (\rho h \mathbf{u} - \rho D \nabla h) = 0 \quad (2.2)$$

En la mayoría de los casos, el problema se reduce a estudiar la mezcla de dos flujos, combustible y oxidante, cuya reacción genera productos de la combustión. El combustible y el oxidante, separados en un comienzo, difunden hacia la zona de llama y reaccionan dentro de ella. Los productos se alejan de la zona de llama, por lo tanto, esta zona separa dos dominios, uno donde hay combustible y productos, y otro donde hay oxidante y productos.

De esta manera, la *fracción de mezcla* Z se define como la normalización de un escalar conservativo (por ejemplo Y_i o h), tal que su valor es 1 en una región donde sólo hay combustible, 0 donde sólo hay oxidante y varía entre 1 y 0 entre ambas regiones. Asumiendo que todas las especies tienen el mismo coeficiente de difusión se ha demostrado que todas las fracciones Z son iguales, independiente de la cantidad escalar involucrada. Es decir:

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{u} Z - \rho D \nabla Z) = 0 \quad (2.3)$$

Si además se asumen condiciones isóbaras (Número de Mach $Ma \ll 1$), condición adiabática y número de Lewis $Le = 1$, entonces el parámetro Z contiene toda la información sobre la composición elemental y la entalpía (sensible y química) en un punto dado del espacio.

Por último, es factible suponer que el tiempo característico de la reacción química (τ_q) es mucho menor que el tiempo característico para la difusión molecular (τ_m), esto es, que el número de Damköhler $Da = \tau_m/\tau_q \gg 1$. De esta manera, el estado termodinámico y químico de la mezcla queda completamente determinada por Z , es decir, $Y_i = Y_i(Z)$ y $T = T(Z)$. La reacción ocurre instantáneamente donde la mezcla es estequiométrica, la zona de llama se torna infinitamente delgada y contiene sólo productos. Esta idealización constituye la aproximación de Burke-Schumann, bajo la cual la resolución de las ecuaciones anteriores entrega la concentración de especies, velocidades y temperaturas en todo el espacio.

2.1.2. Generalidades sobre el etileno

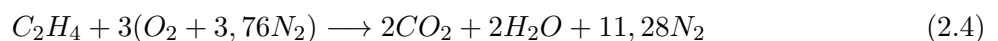
En el último tiempo la combustión del etileno (C_2H_4) ha estado sujeta a una intensa investigación, lo que se ha traducido en una detallada caracterización experimental y numérica de, por ejemplo, la producción de hollín, el campo de temperatura y la altura de la llama, entre otros parámetros. Estas investigaciones se han efectuado bajo una amplia gama de configuraciones experimentales y de condiciones ambientales [14–17].

Por otra parte, Titova et al. [18] determinan experimentalmente que la combustión del etileno simula adecuadamente la combustión real de un material sólido, puesto que el etileno es un componente intermedio importante en los mecanismos cinéticos de la oxidación de alcanos más pesados, por ejemplo el n-decano, un componente importante de la gasolina.

Estas consideraciones conllevan a optar por el etileno como el combustible de alimentación al quemador objeto de este trabajo. Respecto a los cálculos involucrados en este diseño, las propiedades relevantes del etileno son las siguientes:

- Peso molecular: $W_{gas} = 28,054 \text{ kmol/kg}$
- Poder calorífico inferior [19]: $\Delta H_{gas} = 1.322,96 \text{ MJ/kmol} = 47.158 \text{ kJ/kg}$
- Densidad a 15°C y 1 atm [20]: $\rho_{gas} = 1,19 \text{ kg/m}^3$
- Temperatura de llama adiabática [21]: $T_{ad} = 2.523 \text{ K}$

Suponiendo que en un proceso de combustión estequiométrico el etileno se oxida completamente con el aire atmosférico, los moles resultantes de cada producto se rigen por la siguiente relación:



De esta relación se calcula una relación aire/combustible $\Gamma_{st} = 14,68 \text{ kg}_{aire}/\text{kg}_{gas}$.

Por último, en cálculos que involucren la radiación emitida por la llama, es importante conocer algunas propiedades típicas de las partículas de hollín generadas en una combustión de etileno [22]:

- Coeficiente medio de absorción: $\kappa_s = 11,92 \text{ m}^{-1}$
- Fracción volumétrica de hollín: $\gamma_s = 5,55 \cdot 10^{-6}$
- Temperatura de emisión: $T_s = 1.722 \text{ K}$

El coeficiente medio de absorción es una propiedad que señala la capacidad del hollín para absorber radiación térmica debido a un intercambio energético entre los fotones y los átomos de hollín, que provoca alteraciones en los niveles energéticos de estos últimos. La fracción volumétrica de hollín indica la relación entre el volumen ocupado por las partículas de hollín respecto al volumen total de gases calientes emitidos por la combustión.

2.1.3. Radiación térmica emitida por la llama

En una llama de difusión real la mezcla entre el combustible y el aire no es perfecta, por lo que en ciertos puntos de la llama se observa una mezcla rica, es decir, aquella donde la relación aire/combustible tiende a presentar valores menores que el estequiométrico ($\Gamma < \Gamma_{st}$). Esta situación favorece la generación de contaminantes y hollín, entre otros. A temperaturas elevadas, el hollín emite radiación térmica en el rango de frecuencia del color amarillo, provocando una llama visible a simple vista. De esta forma, la llama libera energía al entorno mediante un mecanismo conjunto de convección y radiación. La fracción de energía liberada como radiación térmica (χ_r) puede variar desde 0,15 para combustiones limpias (alcohol, por ejemplo), hasta 0,60 para combustiones con alta generación de hollín [23]. McCaffrey [24] concluye que esta fracción radiativa se encuentra entre 0,30 y 0,40 para llamas desarrolladas bajo régimen convectivo.

Por su parte, Beyler [25] resume los valores reportados por diversas investigaciones para hidrocarburos simples, entre ellos el etileno, cuya fracción radiativa se encuentra entre 0,25 y 0,38. A continuación se discuten dos métodos para estimar la radiación incidente sobre un receptor ubicado a una distancia dada de la llama. Cabe mencionar que ambos métodos suponen un vacío entre la fuente y el receptor, es decir, no hay un medio gaseoso entre ambos puntos [23].

Método de llama puntual

Este método es apto para estimaciones en zonas alejadas de la llama, y fue propuesto por Modak [26]. En este caso la llama se modela como una fuente puntual que emite radiación isotrópica, es decir, con la misma magnitud en todas direcciones (Fig. 2.2). La radiación incidente se calcula como:

$$\dot{q}_r = \frac{\chi_r \dot{Q}}{4\pi L^2} \quad (2.5)$$

Donde L es la distancia entre el centro de la llama y el receptor, y χ_r , la fracción de energía liberada como radiación. Si bien es un método sencillo y rápido, no considera una geometría realista entre la llama y el receptor.

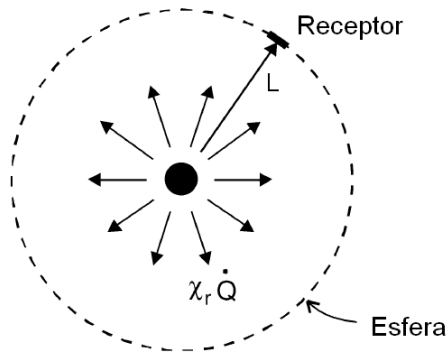


Figura 2.2: Fuente de radiación isotrópica.

Método de llama sólida

En este método, publicado por Dayan y Tien [27], la llama se modela como un cilindro homogéneo de propiedades uniformes de radio r_f (Fig 2.3). Entrega una estimación de la radiación incidente sobre un elemento diferencial de área dA , ubicado a una distancia L desde el centro del cilindro y cuyo vector normal unitario corresponde a $\mathbf{n} = (n_x, n_y, n_z)$. Es importante señalar que esta formulación es aconsejable para la condición $L/r_f \geq 3$ (Fig. 2.3). La fórmula es:

$$\dot{q}_r = \epsilon \sigma T_f^4 (F_1 + F_2 + F_3) \quad (2.6)$$

Donde σ es la constante de Stefan-Boltzmann, T_f , la temperatura de la llama, y F_1 , F_2 y F_3 , los factores de forma entre la llama y el elemento diferencial. La emisividad ϵ se estima como:

$$\epsilon \cong 1 - \exp \left(-0,7 \left(\frac{2r_f k_s}{\text{sen}(\theta_0/2 + \pi/4)} \right) \right) \quad (2.7)$$

Donde κ_s es el coeficiente de absorción del hollín. Un cálculo más general de la emisividad de la llama se encuentra en el anexo B de este trabajo. Los factores de forma adoptan las siguientes expresiones, donde los ángulos se expresan en radianes:

$$F_1 = \frac{n_x}{4\pi} \left(\frac{r_f}{L}\right)^2 (\pi - 2\theta_0 + \text{sen}(2\theta_0)) \quad (2.8)$$

$$F_2 = \frac{n_y}{2\pi} \left(\frac{r_f}{L}\right)^2 (\pi - 2\theta_0 + \text{sen}(2\theta_0)) \quad (2.9)$$

$$F_3 = \frac{n_z}{\pi} \left(\frac{r_f}{L}\right) \cos^2(\theta_0) \quad (2.10)$$

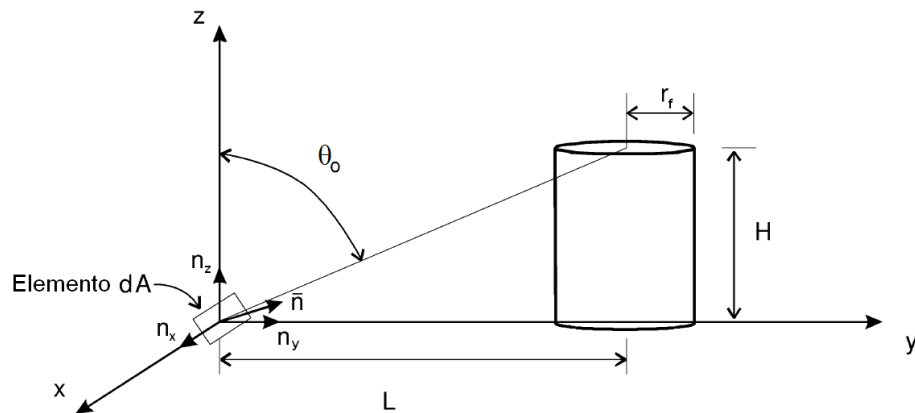


Figura 2.3: Radiación emitida por una llama cilíndrica homogénea.

2.1.4. Escalamiento térmico

La potencia que libera una fuente térmica en laboratorio para simular fuego a escala real puede estimarse empleando las relaciones determinadas por Quintiere [28]. Dependiendo del fenómeno particular a escalar, Quintiere plantea diversos criterios con un enfoque netamente dinámico, tratando a la llama como un penacho térmico y simplificando la reacción química involucrada al dejar de lado el escalamiento del tiempo de reacción, el espesor de la llama, etc. Según este enfoque dinámico, las ecuaciones que gobiernan el fenómeno son:

- Conservación de masa
- Conservación de cantidad de movimiento vertical
- Conservación de energía
- Ecuación de radiación térmica
- Conservación individual de especies

- Ecuación de estado
- Transferencia de calor en sólidos
- Condiciones de borde térmicas (temperatura fija o gradiente de temperatura fijo)

Al normalizar estas ecuaciones en base a 7 parámetros (longitud L , espesor de material, velocidad U , tiempo característico, diferencia de presión, condiciones ambientales de temperatura, presión y densidad), se generan 4 variables adimensionales dependientes, reconociéndose una tasa adimensional de liberación de calor:

$$\hat{Q} = \frac{(\dot{Q}/L^3)L}{U\rho_\infty c_p T_\infty} = \frac{\dot{Q}}{U\rho_\infty c_p T_\infty L^2} \quad (2.11)$$

Las propiedades con subíndice ∞ corresponden a condiciones ambientales. Por otra parte, se generan 14 grupos adimensionales Π , destacándose aquellos en que están presentes los números de Reynolds y Froude:

$$\Pi_3 = \frac{1}{\text{Re}} = \frac{\mu}{\rho_\infty U L} \quad \Pi_4 = \frac{1}{(\text{Fr})^2} = \frac{gL}{U^2} \quad (2.12)$$

El número de Reynolds es la relación entre fuerzas inerciales y viscosas, mientras que el número de Froude representa la proporción entre fuerzas inerciales y de empuje.

Una similitud dinámica completa del fenómeno se obtiene preservando en laboratorio estos 14 grupos Π , lo cual es imposible de lograr en la práctica. Si se admite que las fuerzas inerciales, viscosas y de empuje son las más relevantes dentro del fenómeno, es factible preservar sólo Π_3 y Π_4 , aunque sí se mantiene la misma presión (atmosférica) y temperatura tanto en la realidad como en laboratorio, tampoco se puede satisfacer simultáneamente la preservación de ambos números.

De esta forma, para flujos provocados por fuegos en espacios confinados, donde las fuerzas viscosas no son predominantes, Quintiere sugiere preservar sólo el grupo asociado al número de Froude:

$$\frac{1}{\Pi_4} = (\text{Fr})^2 = \frac{U^2}{gL} = 1 \quad \hat{Q} = \frac{\dot{Q}}{U\rho_\infty c_p T_\infty L^2} = 1 \quad (2.13)$$

Eliminando el término de velocidad en las expresiones anteriores se obtiene la relación entre la escala de longitud (el *tamaño* de la llama) y la potencia liberada por la llama:

$$L = \left(\frac{\dot{Q}}{\rho_\infty c_p T_\infty L^2 \sqrt{g}} \right)^{2/5} \propto \dot{Q}^{2/5} \quad (2.14)$$

Esta relación se emplea para determinar el tamaño de una llama a escala de laboratorio, donde la longitud característica de interés (L) corresponde al diámetro de la fuente (D_f):

$$\frac{D_{f,real}}{D_{f,modelo}} = \left(\frac{\dot{Q}_{real}}{\dot{Q}_{modelo}} \right)^{2/5} \Leftrightarrow \frac{\dot{Q}_{real}}{\dot{Q}_{modelo}} = \left(\frac{D_{f,real}}{D_{f,modelo}} \right)^{5/2} \quad (2.15)$$

Por lo tanto, la potencia que debe entregar una fuente térmica de laboratorio queda determinada por:

$$\dot{Q}_{modelo} = \dot{Q}_{real} \left(\frac{D_{f,modelo}}{D_{f,real}} \right)^{5/2} \quad (2.16)$$

Por ejemplo, se ha estimado experimentalmente [29] que el incendio de un bus dentro de un túnel libera aproximadamente 30 MW. En este trabajo, la escala geométrica de la instalación experimental es de 1:34, por lo tanto, el quemador dentro de dicha instalación debe entregar la siguiente potencia para simular este escenario:

$$\dot{Q}_{modelo} = 30 \cdot 10^3 \left(\frac{1}{34} \right)^{5/2} = 4,45 \text{ kW} \quad (2.17)$$

2.1.5. Número de Froude

El número de Froude es un parámetro característico de la llama que indica la relación entre fuerzas inerciales y gravitacionales o de empuje. Con el fin de modelar el comportamiento de llamas de difusión, se define como [30]:

$$Fr_i = \frac{U_{gas}^2}{gD_f} \quad (2.18)$$

Donde U_{gas} corresponde a la velocidad de salida del gas, asumida uniforme sobre la superficie del quemador de diámetro D . Esta velocidad se puede asociar a la potencia liberada como:

$$U_{gas} = \frac{\dot{Q}}{\rho_{gas} \frac{\pi}{4} D_f^2 \Delta H_{gas}} \quad (2.19)$$

Así, el número de Froude se reescribe como:

$$Fr_i = \frac{16}{\pi^2} \frac{\dot{Q}}{g \rho_{gas}^2 D_f^5 \Delta H_{gas}^2} \quad (2.20)$$

Por otra parte, suponiendo que la energía es liberada mediante convección y es empleada en calentar un volumen de aire en condiciones ambientales hasta una temperatura de llama T_p :

$$\dot{Q} = \rho_{\infty} U_{gas} \frac{\pi}{4} D_f^2 c_{p,\infty} (T_p - T_{\infty}) = \rho_{gas} U_{gas} \frac{\pi}{4} D_f^2 \Delta H_{gas}$$

$$\Delta H_{gas} = \frac{\rho_{\infty} c_{p,\infty} (T_p - T_{\infty})}{\rho_{gas}}$$

Reemplazando esta última relación en la expresión para el número de Froude:

$$Fr_i = \frac{16}{\pi^2} \frac{\dot{Q}}{g \rho_{gas}^2 D_f^5 (\rho_{\infty} c_{p,\infty} (T_p - T_{\infty}))^2} \propto \frac{\dot{Q}^2}{D_f^5} \quad (2.21)$$

Este análisis simplificado muestra la dependencia entre la liberación de energía y el tamaño de la fuente.

2.1.6. Altura de la llama

Teniendo presente que la llama es un fenómeno esencialmente turbulento, se ha observado experimentalmente que el volumen compuesto por la llama visible y los gases calientes puede dividirse en tres zonas (Fig. 2.4), según el comportamiento de la velocidad vertical de los gases en función de la altura [23]:

- **Zona de llama continua:** La velocidad es cercana a cero en la base, y aumenta gradualmente con la altura. La luminosidad de la llama se mantiene constante.
- **Zona de llama intermitente:** La velocidad se mantiene constante. La luminosidad exhibe intermitencia. Se observa el movimiento vertical de pequeños vórtices dependiendo de la escala de la llama.
- **Zona de empuje:** La velocidad decrece con la altura. No se observa luminosidad. Los gases calientes se mueven verticalmente por un efecto de empuje.

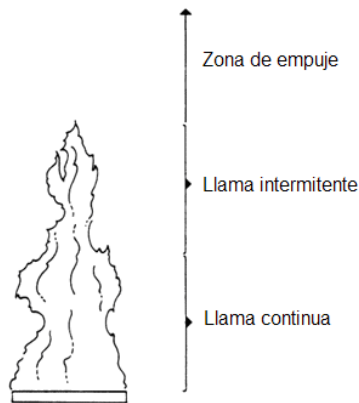


Figura 2.4: Zonas de una llama.

La intermitencia de la llama $I(z)$ se define como la fracción de tiempo en que se observa luminosidad bajo una elevación dada z . Esta intermitencia vale uno en la zona continua, decreciendo gradualmente hasta cero en la zona de empuje. En este contexto, una definición experimental para la altura media de la llama es entregada por Zukoski et al. [31], definiéndola como la distancia vertical en la cual la intermitencia es del 50 %. No obstante, en algunos escenarios se requiere una definición más adecuada a la situación estudiada. Usualmente los investigadores experimentales definen la altura de la llama en función de la posición promedio de la punta de la llama, obtenida mediante el procesamiento de la luminosidad de la llama en registros fotográficos o cinematográficos, dejando de lado la física involucrada en el fenómeno y concentrándose sólo en el procesamiento de la imagen [32]. En simulaciones numéricas la intermitencia no está bien resuelta, optándose por establecer la altura de la llama en función de alguna cantidad física que sirva como indicador de dicha altura: temperatura, concentración de combustible, fracción de mezcla, liberación de energía, etc. Por ejemplo, en el trabajo de Ma y Quintiere [33] la punta de la llama es definida como la elevación bajo la cual se ha producido el 99 % de la reacción química, obtenida al integrar verticalmente la tasa local de liberación de energía en cada celda.

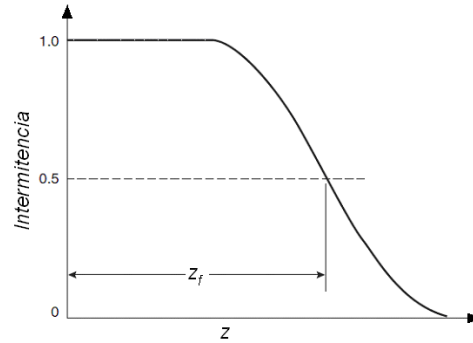


Figura 2.5: Intermitencia de la llama en función de la altura.

La altura media de llama es una estimación de la elevación vertical donde terminan las reacciones químicas, dando paso al empuje vertical de los gases. Dada su naturaleza turbulenta, es complicado obtener relaciones exactas derivadas de las ecuaciones de conservación para describirla. La práctica habitual ha sido normalizar esta altura con el diámetro de la fuente (z_f/D_f) y mostrar estos resultados en función de una *tasa adimensional de liberación de calor*, empleando el diámetro de la fuente D_f como la longitud característica [34]:

$$\hat{Q} = \frac{\dot{Q}}{\rho_{\infty} c_p T_{\infty} \sqrt{g} D_f^{5/2}} \quad (2.22)$$

Experimentalmente se ha observado que esta tasa adimensional controla la geometría de la llama según la siguiente tendencia:

$$\frac{z_f}{D_f} \propto \hat{Q}^{2/5} \quad (2.23)$$

Al grafiar z_f/D_f en función de \hat{Q} , McCaffrey [34] clasifica a las llamas de difusión bajo dos regímenes:

- Régimen de empuje: aquel en que presenta un bajo número de Froude, predominando los efectos convectivos, y donde el diámetro de la llama es del mismo orden de magnitud que su altura. Por ejemplo, una llama provocada en un charco de combustible líquido (*pool fire*).
- Régimen inercial: aquel con un alto número de Froude, donde el *momentum* de los gases determina el comportamiento de la llama. Por ejemplo, una llama generada por un chorro de combustible gaseoso a gran velocidad (*jet flame*).

Diversos autores han propuesto correlaciones de este estilo para llamas en régimen de empuje, la cual representa el régimen en que se desarrolla la mayoría de los incendios reales. Una consideración importante es que el penacho de gases calientes no enfrenta ningún obstáculo en su movimiento vertical. Si la llama se encuentra en un recinto que presente un obstáculo encima de ella (el techo de un túnel por ejemplo), estas correlaciones preservan su vigencia asumiendo una *llama débil*, es decir, aquella cuya altura promedio es mucho menor que la altura del techo. Previamente se define la siguiente variable auxiliar Ψ :

$$\Psi = \frac{(1 - \chi_r)(\Delta H_{gas}/\Gamma)}{c_p T_{\infty}} \quad (2.24)$$

Heskestad [35] deduce una correlación que cubre ambos regímenes:

$$\hat{Q} = \left(\frac{z_f/D_f + 1,02}{15,6} \right)^{5/2} \left(\frac{\Psi}{(1 - \chi_r)} \right)^{3/2} \quad (2.25)$$

Por su parte, Quintiere y Grove [36] sintetizan la información experimental existente mediante un análisis integral, incorporando la fracción radiativa de la llama en la correlación de Heskestad y deduciendo una correlación más amplia:

$$\hat{Q} = 0,00590 \frac{\Psi^{3/2}}{1 - \chi_r} \left(\frac{z_f}{D_f} \right)^{1/2} \left(1 + 0,357 \frac{z_f}{D_f} \right)^2 \quad (2.26)$$

2.1.7. Temperatura de la llama

La influencia de una llama de difusión en su entorno se traduce en un impulso vertical de gases debido a fuerzas de empuje. Para efectos de simplificación se considera este movimiento como axisimétrico, es decir, se asume la existencia de un eje de simetría en la línea central de la llama.

Bajo este supuesto, la temperatura más alta (T_0) se da en la línea vertical central, decreciendo radialmente hacia el límite de la llama hasta el valor ambiental T_∞ . Esta distribución de temperatura varía con la altura, por lo tanto $T_0 = T_0(z)$ (Fig. 2.6).

Aplicando las ecuaciones de conservación se puede obtener un resultado analítico para T_0 , considerando las siguientes simplificaciones [23]:

- La energía liberada por la llama se considera como entregada por una fuente puntual (no un área circular), permaneciendo toda esta energía dentro del volumen, es decir, no hay pérdidas por radiación ($\chi_r = 0$).
- Se emplea la aproximación de Boussinesq. Esto significa que $\rho = \rho_\infty$, excepto en los términos de fuerza de empuje.
- Los perfiles radiales de velocidad y temperatura adoptan valores constantes sobre un nivel horizontal a una altura z . Es decir, son *autosimilares* (Fig. 2.6).
- La incorporación (*entrainment*) de aire es proporcional a la velocidad vertical del gas. Así, el flujo másico vertical \dot{m}_p aumenta con la altura z .

Estas suposiciones se engloban bajo el concepto de *penacho ideal*. De esta manera, la diferencia entre $T_0(z)$ y T_∞ adopta la siguiente forma, donde la liberación de calor está en kW, y el calor específico, en kJ/(kgK).

$$\Delta T_0(z) = 5 \left(\frac{T_\infty}{gc_p^2 \rho_\infty^2} \right)^{1/3} ((1 - \chi_r) \dot{Q})^{2/3} z^{-5/3} \quad (2.27)$$

Por otra parte, Heskestad propone la siguiente correlación:

$$\Delta T_0(z) = 9,1 \left(\frac{T_\infty}{gc_p^2 \rho_\infty^2} \right)^{1/3} ((1 - \chi_r) \dot{Q})^{2/3} (z - z_0)^{-5/3} \quad (2.28)$$

Donde z_0 corresponde a un origen virtual para la fuente puntual, y se calcula mediante la expresión $z_0 = 0,083\dot{Q}^{2/5} - 1,02D_f$. Las diferencias respecto a las suposiciones anteriores son dos: los perfiles de temperatura y velocidad a una altura z dada adoptan un perfil tipo campana de Gauss; se suprime la aproximación de Boussinesq. Esta última consideración hace esta relación más apta para el caso de estudio, ya que el techo del túnel se encuentra relativamente cerca de la llama, con lo cual no es realista suponer dentro de las ecuaciones de conservación que $\rho \approx \rho_\infty$.

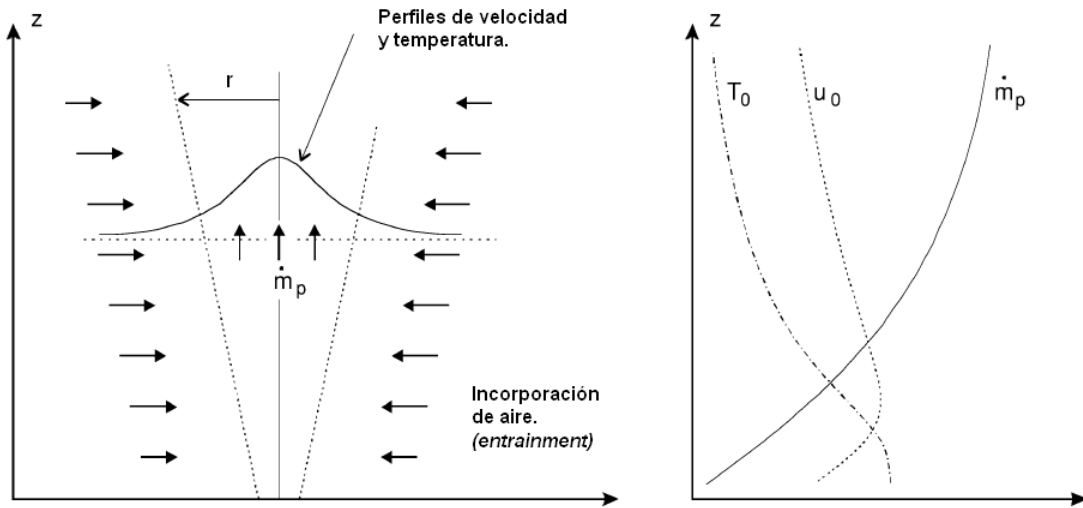


Figura 2.6: Distribución de temperaturas en una llama.

2.1.8. Velocidad de salida del gas

La ley de Darcy es una ecuación constitutiva que describe el flujo de un fluido a través de un medio poroso. Relaciona proporcionalmente el caudal instantáneo de descarga con el gradiente de presión en dicho medio, más las propiedades del medio y del fluido en cuestión.

$$\dot{V}_{gas} = -\frac{kA}{\mu e}(P_{salida} - P_{entrada}) \quad (2.29)$$

Donde k en este caso es la permeabilidad del medio (m^2) y e , el espesor del medio (m). Con el fin de simular una pirólisis, donde los gases combustibles se elevan desde una fuente a cierta velocidad, el etileno se verá forzado a atravesar un medio poroso, en este caso un disco de bronce sinterizado, para homogeneizar su velocidad de descarga. Para tal efecto, se impone una presión conocida en la línea de gas, que permite descargar el etileno a una presión cercana a la atmosférica. El caudal de descarga se determina con un medidor de flujo electrónico ubicado aguas arriba del medio poroso. Conociendo la porosidad φ del medio, se puede estimar la velocidad de salida del gas y el flujo de masa por unidad de área, parámetros que finalmente determinan el comportamiento de la llama obtenida.

$$U_{salida} = \frac{\dot{V}_{gas}/A}{\varphi} \quad (2.30)$$

El fenómeno de la pirólisis ha sido estudiado para diversos materiales, como polímeros [37], madera [38] y charcos de combustible líquido [39]. En estos estudios se reporta que la tasa de pérdida de masa del material por unidad de área (*mass loss rate*) se encuentra entre 10 y 100 g/(m²s). Suponiendo que la fase gaseosa de estos materiales tiene una densidad cercana a la del aire ambiente ($\approx 1 \text{ kg/m}^3$) y que $\dot{m}''_{\text{pirólisis}} = \rho_{\text{gas}} U_{\text{gas}}$ finalmente se estima una velocidad entre 10 y 100 mm/s para los gases emanados desde el material. Al considerar la preservación del número de Froude respecto a la velocidad del gas en el quemador modelo, se tiene que:

$$U_{\text{modelo}} = U_{\text{real}} \left(\frac{D_{\text{modelo}}}{D_{\text{real}}} \right)^{1/2} \quad (2.31)$$

Como en este trabajo $D_{\text{modelo}}/D_{\text{real}} = 1:34$, se determina que la velocidad de salida del gas en el quemador (U_{salida}) debe encontrarse entre 1,7 y 17 mm/s.

2.1.9. Casos particulares

El aparato experimental a diseñar en este trabajo tiene como núcleo un disco de bronce sinterizado, cuya porosidad permite homogenizar un flujo de gas impulsado a través de él. Su diámetro es de 7 cm y su espesor, de 9 mm. Considerando que el disco debe fijarse al quemador, para efectos de cálculo se considera un diámetro efectivo de 6 cm, una consiguiente área de 28,3 cm² y una porosidad (φ) estimada del 30% [40]. De esta manera, al conocer:

- La estimación de la potencia liberada por una llama real bajo ciertas condiciones.
- La escala geométrica de la instalación experimental (sección 1.1).
- Las propiedades del combustible a emplear (sección 2.1.2)

Es posible calcular:

- La potencia requerida en laboratorio \dot{Q}_{modelo} (sección 2.1.4).
- El flujo másico y/o volumétrico de combustible necesario para obtener dicha potencia.

$$\dot{m}_{\text{gas}} = \frac{\dot{Q}_{\text{modelo}}}{\Delta H_{\text{gas}}} \quad \dot{V}_{\text{gas}} = \frac{\dot{m}_{\text{gas}}}{\rho_{\text{gas}}} \quad (2.32)$$

En la tabla 2.1 se resumen algunos resultados experimentales reportados por Ingason [29] para la potencia aproximada que libera el incendio de ciertos vehículos. Tomando como base esta información, y recalando que estos valores son sólo una estimación obtenida bajo ciertas condiciones experimentales, para cada potencia real se estima el caudal de gas necesario para modelarlas en el aparato experimental a diseñar. Adicionalmente, en la tabla 2.2 se muestran, para cada caso, la predicción de ciertas características de la llama:

- La velocidad de salida del gas (sección 2.1.8).

- La altura media de la llama (sección 2.1.6, correlación de Heskestad).
- La temperatura aproximada a una elevación de 15 cm (sección 2.1.7, *penacho ideal*).

Cuadro 2.1: Flujo de gas necesario para modelar potencias liberadas reales.

Descripción	\dot{Q}_{real} (MW)	\dot{Q}_{modelo} (kW)	\dot{V}_{gas} (L/min)
Automóvil, Citroen BX, 1986	4,3	0,6	0,7
Automóvil, Renault Laguna, 1999	8,9	1,3	1,4
Bus escolar, Volvo, 35 años	29	4,3	4,6
Camión, 3,1 tons. de papel corrugado y vasos plásticos.	67	9,9	10,6
Camión, 10 tons. de madera y pallets plásticos.	202	30	32,0

Cuadro 2.2: Características de la llama modelo.

Descripción	\dot{Q}_{modelo} (kW)	U_{salida} (mm/s)	z_f (cm)	$T_0(z_f)$ (°C)
Automóvil, Citroen BX, 1986	0,6	13	13	216
Automóvil, Renault Laguna, 1999	1,3	28	19	335
Bus escolar, Volvo, 35 años	4,3	90	35	706
Camión, 3,1 tons. de papel corrugado y vasos plásticos.	9,9	209	51	1215
Camión, 10 tons. de madera y pallets plásticos.	30	630	83	2509

El techo del túnel modelo tiene una altura de 15 cm, por lo tanto, la llama generada empezará a expandirse por este techo si libera más de 1 kW aproximadamente.

2.2. Descripción del aparato experimental

2.2.1. Antecedentes

Esta sección tiene como objetivo dar a conocer las configuraciones empleadas comúnmente para generar llamas de difusión, y describir aquella que se adaptará a este trabajo.

Conceptualmente, la configuración estándar es aquella donde el combustible y el oxidante son inyectados mediante dos tubos concéntricos (Fig. 2.7). Si la cantidad de oxidante es mayor que la cantidad estequiométrica, se obtiene una llama *sobreventilada*, de una forma alargada. Si la cantidad de oxidante es menor, se tiene una llama *subventilada*, con la forma de un cono invertido. Esta configuración no es apropiada para análisis experimentales que ocupen técnicas ópticas, pues se ha observado que los parámetros relevantes tienen importantes variaciones en las coordenadas r y z [12].

Una configuración un tanto más avanzada es la que ofrece el quemador *Wolfhard-Parker* (Fig. 2.8), donde la llama es generada mediante un chorro de gas bidimensional. Dos pantallas ubicadas convenientemente estabilizan la llama. Esta configuración homogeniza la llama a lo largo del chorro, aunque puede haber difusión del oxidante hacia la entrada de combustible [12].

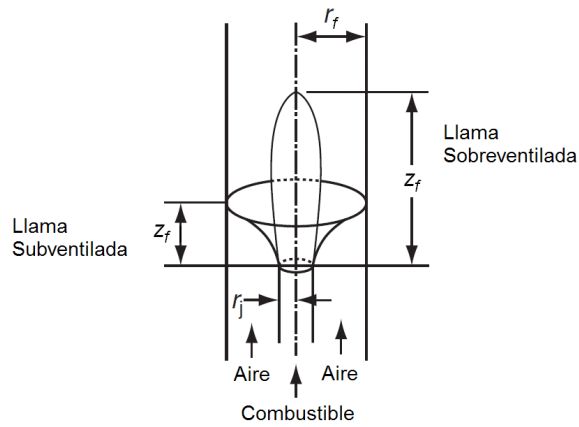


Figura 2.7: Quemador de tubos concéntricos.

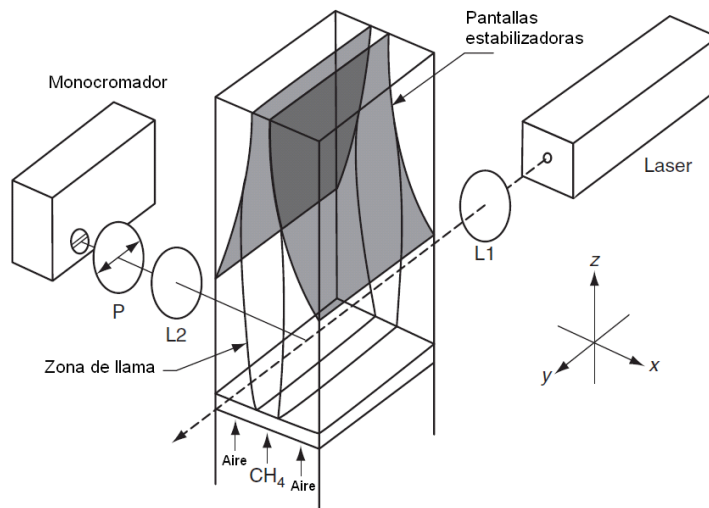


Figura 2.8: Quemador *Wolfhard-Parker*.

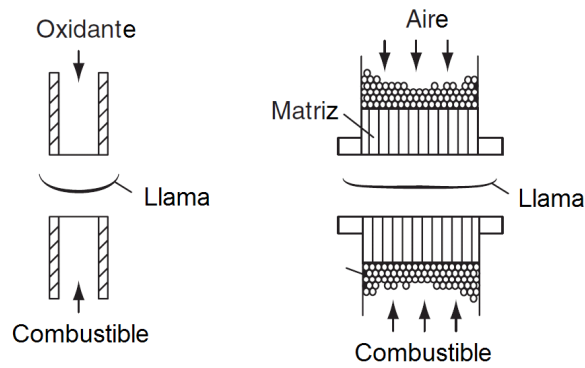


Figura 2.9: Quemador a contraflujo.

Por otra parte se tiene la configuración a *contraflujo*, donde los flujos de combustible y oxidante, impulsados a través de tubos o matrices porosas, tienen direcciones opuestas (Fig. 2.9), produciendo una llama plana y previniendo difusión de oxidante hacia el combustible. Si bien esta configuración es muy conveniente para estudios experimentales con instrumentos ópticos, exhibe una mayor sensibilidad a las condiciones de flujo, debido a su complejidad aerodinámica [12], constituyendo esto su principal desventaja.

El quemador *McKenna* (Fig. 2.10), fabricado y comercializado por *Holthuis and Associates* [41], fue diseñado con el fin de generar una llama plana valiéndose de un material poroso que homogeniza el flujo de combustible. Esta uniformidad se logra incorporando una cámara anular externa, del cual emana un gas inerte (nitrógeno por ejemplo) que envuelve a la llama y previene la deformación de su geometría.

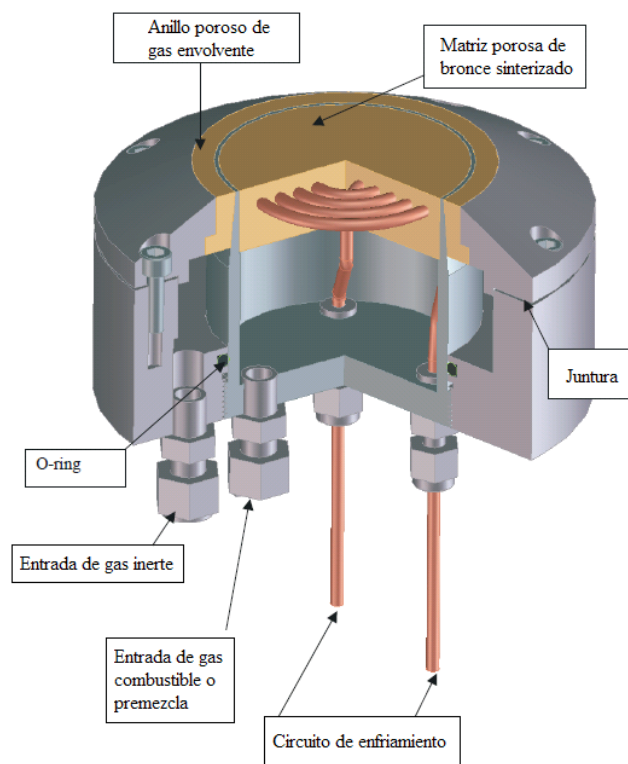


Figura 2.10: Quemador *McKenna* [41].

Constructivamente, este quemador se compone de una matriz porosa de 6 cm de diámetro, fabricada en acero inoxidable o bronce sinterizados, y fijada a compresión en un cilindro de acero inoxidable montado en el cuerpo principal. Un anillo poroso se ubica alrededor del disco principal, el cual homogeniza el flujo de gas inerte. Ambos gases son conducidos por medio de tuberías fijadas a compresión. La matriz porosa se refrigera circulando agua a través de un circuito en espiral, inserto dentro de la matriz durante su proceso de fabricación. Esta refrigeración minimiza los gradientes radiales de temperatura en la matriz.

El trabajo experimental publicado por Prucker et al. [42] fue el primero en ser efectuado con un quemador *McKenna*. Generando una llama de premezcla con hidrógeno se midieron perfiles de temperatura en función de otros parámetros mediante espectroscopía CARS. Estos resultados establecieron al quemador

McKenna como un aparato estándar en el desarrollo y calibración de técnicas de diagnóstico óptico. La llama generada por este quemador usualmente se emplea en investigaciones sobre la formación de hollín, donde las mediciones se efectúan en la dirección de la llama, asumiendo que la distribución de temperaturas y concentración de especies es uniforme en la dirección radial, aunque algunas investigaciones han demostrado que la forma de llama posee una cierta desviación geométrica [43].

Considerando que el quemador *McKenna* presenta el diseño más adaptable al requerimiento de este trabajo, finalmente se opta por este diseño como punto de partida para la construcción del aparato experimental.

2.2.2. Construcción del aparato experimental

Teniendo como punto de partida el disco de bronce sinterizado descrito en la sección 2.1.9, y basándose en el diseño del quemador *McKenna*, se procede a construir un quemador estándar. Este quemador es de una geometría cilíndrica, siendo fabricado en aluminio *Dural*. Consiste en una base, dos piezas de sujeción y el disco poroso ya mencionado (Fig. 2.11). La base se conecta al circuito de gas con un adaptador de bronce de 3/8" y cuenta con una recámara llena con esferas de acero de diámetro 6 mm contenidas en una malla de acero. Esto, con el fin de llenar con gas la recámara previo a su descarga a través del disco poroso y así obtener una homogeneización radial del flujo de gas.

Las piezas de sujeción fijan el disco poroso a la base mediante seis pernos *Parker*. Además contienen un espacio que permite instalar un circuito de agua de refrigeración. El disco poroso homogeniza la velocidad de salida del gas. Para prevenir fugas todas las partes se unen con pegamento refractario. El diámetro efectivo del quemador queda finalmente en 6 cm. El quemador construido se muestra en la Fig. 2.12 y sus planos, en el anexo F.

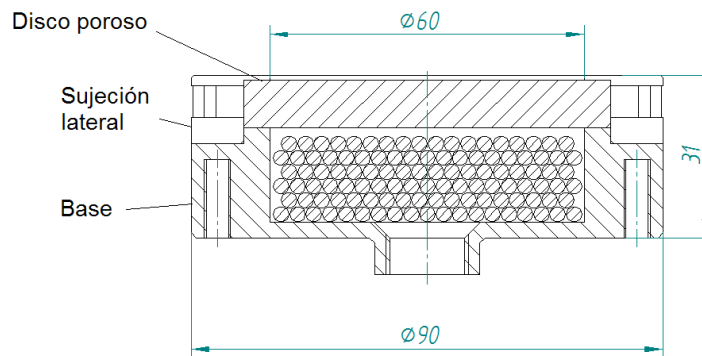


Figura 2.11: Plano en corte del quemador.

El quemador se fija en un perfil de acero inoxidable tipo C de $100 \times 50 \times 3$ mm mediante cuatro tiras angostas en forma de L, del mismo material (Fig. 2.13). En la cara superior del perfil se fija una pletina de *Durocoton*, la cual aísla eléctricamente al quemador del sistema de ignición. Además, se fija una pletina de acero refractario AISI 310S que, al estar expuesta a las altas temperaturas dentro del túnel, protege al quemador y sus componentes de las altas temperaturas. Este conjunto va montado finalmente en el suelo del túnel experimental, en el espacio que se muestra en la Fig. 2.14.

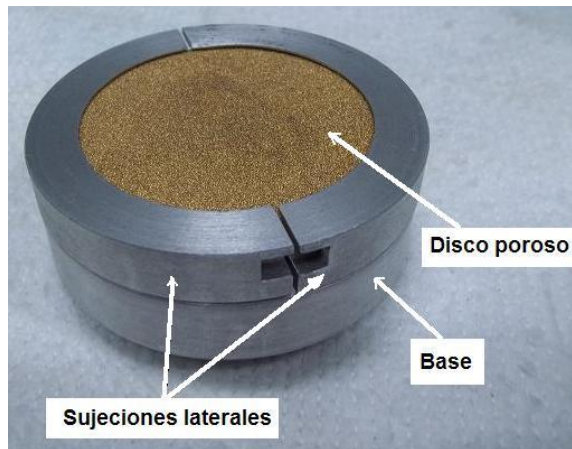


Figura 2.12: Fotografía del quemador construido.

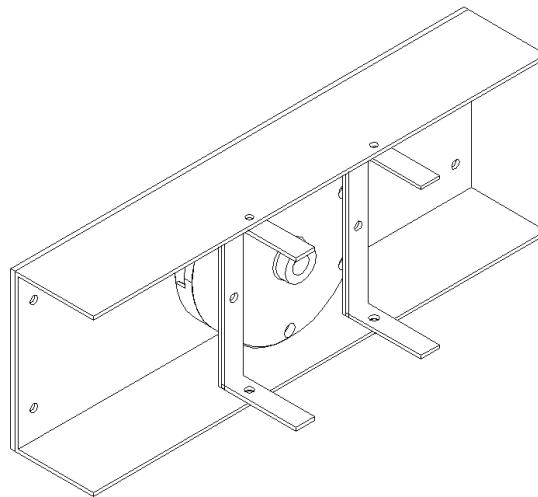


Figura 2.13: Vista isométrica del quemador montado en el perfil de soporte.

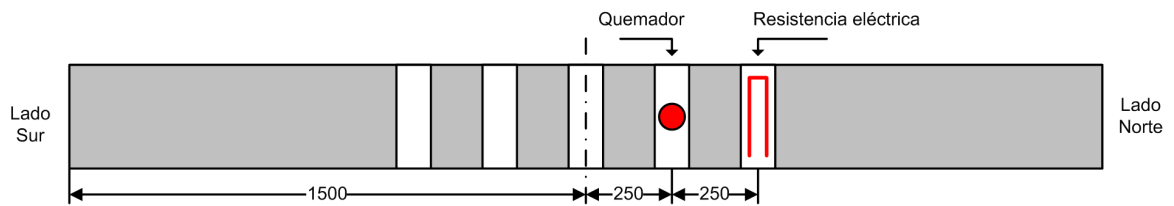


Figura 2.14: Montaje del quemador en el suelo del túnel experimental.

2.2.3. Medición del flujo de gas

En los estudios efectuados previamente [6–11], las potencias impuestas en los experimentos y en simulaciones numéricas han sido del orden de 1 kW, lo que equivale aproximadamente al escalamiento de la potencia liberada en el incendio de un automóvil de 4 pasajeros (sección 2.1.9). Para que el quemador entregue dicha potencia se espera que los flujos de gas requeridos sean relativamente pequeños, como máximo 1 a 2 L/min (tabla 2.1).

Para dotar al aparato experimental de un margen de operación más amplio, se estableció un rango de medición de caudal entre 0 y 10 L/min, con lo cual el quemador entrega una potencia máxima del orden de 10 kW. De esta manera es posible simular un incendio real que libere aproximadamente 68 MW. A modo de ejemplo, se ha estimado experimentalmente que el incendio de un camión cargado con 3,1 toneladas de papel libera esta potencia bajo ciertas condiciones [29].

En base al criterio anterior, se selecciona un medidor de flujo con las siguientes características [44]:

- Presión máxima de 69 bar
- Rango de temperatura entre 0 y 50°C
- Humedad relativa máxima de 70 %
- Precisión del 3 % si opera entre el 0 y el 20 % de la escala de medición.

Su principio de operación es el siguiente. Una pequeña porción del gas fluye en forma laminar por un conducto milimétrico, donde en la entrada y la salida se ubican dos devanados respectivamente. El gas transporta calor desde un devanado al otro, calentándose ambos. La diferencia de temperatura es detectada por el circuito electrónico. Como esta diferencia es proporcional al flujo de gas, el circuito traduce esta señal eléctrica en una lectura de flujo. Más información se encuentra en el manual del instrumento [44].

2.2.4. Circuito de gas

El circuito de gas (Fig. 2.15) tiene como función proveer al quemador de un flujo controlado de etileno, el cual es almacenado a una presión de 2.000 psig en un cilindro de capacidad 11 m³. El circuito comienza en un regulador que reduce la presión del cilindro a un nivel de trabajo entre 1 y 2 bar. A este regulador se conecta una válvula de acople rápido con retención, que previene el retroceso del gas. Un primer flexible, equipado con una manguera interior de teflón de 3/8", se une a esta válvula con una conexión a compresión. Su otro extremo dispone de un hilo macho de 1/4" NPT a compresión. A continuación, se dispone de una válvula de bola para corte rápido del flujo de gas, una válvula de aguja para control de flujo y el medidor de flujo electrónico, en ese orden. Estos tres componentes se unen con dos acoples de bronce. Finalmente, el segundo flexible une el medidor de flujo con el quemador, mediante un arreglo de acoples de bronce que adaptan el circuito de gas a las restricciones que impone la estructura del túnel. Este arreglo consiste en dos codos de 90° unidos a un acople. Un extremo de este arreglo se fija finalmente al quemador. Un sumario de los componentes del sistema se encuentra en el anexo D.

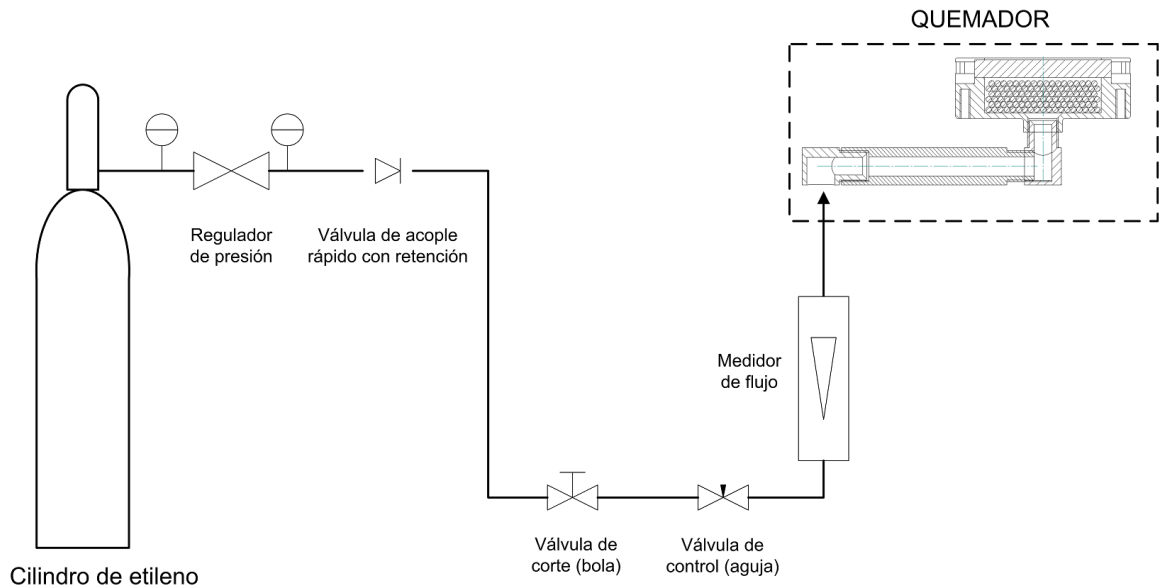


Figura 2.15: Diagrama de flujo del circuito de gas.

La presión impuesta a la salida del regulador debe ser capaz de vencer la pérdida de carga en el circuito y la que impone el material poroso del quemador. Asumiendo flujo laminar, la pérdida en el circuito se calcula como sigue:

$$Re = \frac{4\rho_{gas}\dot{V}_{gas}}{\pi D\mu_{gas}} \quad \Delta P = \frac{128\mu_{gas}L\dot{V}_{gas}}{\pi D^4} \quad (2.33)$$

Los resultados son los siguientes:

- Viscosidad dinámica del etileno [45]: $\mu_{gas} = 9,5 \cdot 10^{-6} \text{ Pa} \cdot \text{s}$
- Flujo de gas máximo: $\dot{V}_{gas} = 10 \text{ L/min} = 0,00018 \text{ m}^3/\text{s}$
- Longitud total del circuito: $L = 10 \text{ m}$
- Diámetro: $D = 3/8'' = 0,0095 \text{ m}$
- Número de Reynolds: $Re = 2693$
- Pérdida de carga: $\Delta P = 83 \text{ Pa} = 0,0008 \text{ bar}$

La suposición de flujo laminar es aceptable ($Re < 2300$), y esta pérdida de carga resulta ser despreciable. La caída de presión a través del material poroso no es simple de calcular, pero se observa experimentalmente que regulando una presión de alimentación entre 1 y 2 bar, se asegura vencer esta pérdida, con lo cual este último cálculo se torna innecesario.

2.2.5. Circuito de refrigeración

Para refrigerar al quemador se dispone de un circuito por el cual fluye agua (Fig. 2.16) la cual se almacena en un depósito de capacidad 200 L. El agua se impulsa desde el bidón mediante una bomba conectada a una manguera de 3/4", luego se reduce a una manguera de 1/2". Con una *tee* de bronce el flujo se bifurca hacia dos tramos curvos de cobre de diámetro 3/16", mediante un conjunto de adaptadores de bronce incluyendo un codo a 90° y una conexión a compresión con el tubo de cobre respectivo. Estos tramos de cobre van adosados al disco poroso y mediante las piezas de sujeción se fijan al quemador (Fig. 2.17). Al salir del quemador, los tramos de cobre se unifican con una segunda *tee* de bronce, y el tramo final de manguera de 1/2" retorna el agua al bidón. El cálculo del volumen del depósito junto con la selección de esta bomba se encuentran detallados en el anexo C y un sumario de los componentes del sistema se presenta en el anexo D.

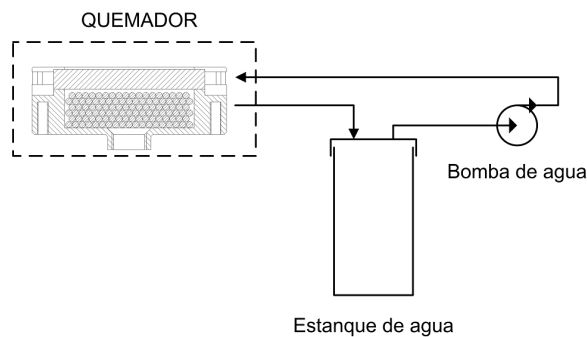


Figura 2.16: Diagrama de flujo del circuito de refrigeración.

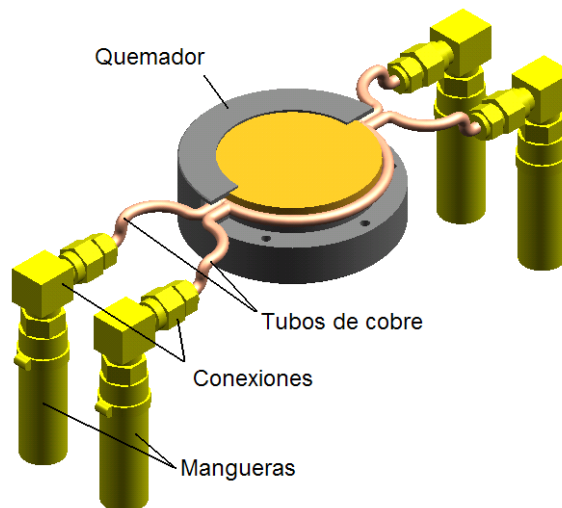


Figura 2.17: Circuito de cobre dentro del quemador.

2.2.6. Sistema de encendido

El sistema de encendido tiene como función generar una chispa a alta temperatura que inicie el proceso de combustión (Fig. 2.18). Al encontrarse dentro del túnel, el encendido debe controlarse fuera de éste. Para tal efecto se dispone de un electrodo montado junto al quemador y conectado mediante un cable de alta tensión a un transformador de 220 V / 14 kV. El transformador se alimenta desde la red normal de 220 V, donde un botón controla el pulso de voltaje requerido para la chispa. El arco es generado entre el primer electrodo y un segundo electrodo conectado a tierra mediante un cable AWG fijo a la estructura de hierro del edificio. Esta configuración previene corrientes parásitas en otros sectores del aparato experimental, en particular, el circuito de gas. Un sumario de los componentes del sistema se encuentra en el anexo D.

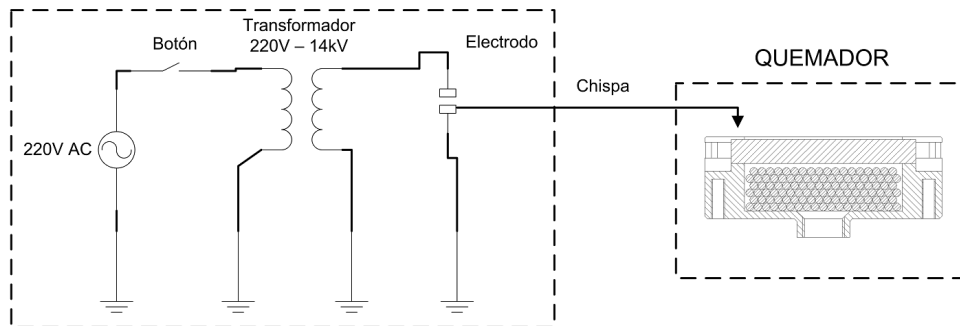


Figura 2.18: Diagrama de flujo del sistema de encendido.

Capítulo 3

Metodología experimental

En este capítulo se explica la metodología experimental aplicada en este trabajo, con el fin de cumplir los objetivos del mismo.

En líneas generales, la metodología consiste en medir experimentalmente tanto la radiación proveniente de la llama, y como su altura media, bajo algunos escenarios. Estos datos experimentales se contrastan con resultados provenientes de un modelo numérico del túnel en el programa FDS (*Fire Dynamics Simulator*).

Con esto se pretende validar dicho programa para simular adecuadamente la llama real dentro del túnel, y así sentar las bases para futuras modelaciones numéricas que involucren a las cortinas DJ-DF. Además, también se pretende entregar información cualitativa sobre la influencia que ejerce el confinamiento de las cortinas DJ-DF sobre la llama.

En la figura 3.1 se observa el comportamiento de la llama dentro del túnel. En la tabla 3.1 se describe cualitativamente este comportamiento, observaciones que sirven de antecedente para esta metodología experimental. Es interesante destacar que el quemador entrega una combustión mas bien limpia, observándose una capa de hollín en el techo del túnel sólo en la zona aledaña a la llama. Esta observación refuerza la idea planteada en la sección 2.1.4, en lo referente al nulo escalamiento de la reacción química, pues un incendio real produce cantidades importantes de hollín, visible en los humos emitidos.



Figura 3.1: Comportamiento de la llama al interior del túnel.

Cuadro 3.1: Comportamiento cualitativo de la llama.

Caudal de gas (L/min)	Altura aprox. (cm)	Descripción de la llama
0,17	1	Llama muy plana y pulsante, se extingue luego.
0,25	4	Llama azul, pulsante.
0,35	6	Llama azul, con punta amarilla.
0,46	12	Llama de forma conica, amarilla y pulsante, toca techo.
0,69	15	Llama completamente amarilla.
1,16	-	Llama amarilla, núcleo transparente. Se propaga por el techo.
3,17	-	Llama toca paredes laterales, emite humo visible y deforma techo.

3.1. Condiciones ambientales

Los experimentos se efectúan en el Laboratorio de Estudios en Fluidodinámica (sección 1.1), bajo las siguientes condiciones ambientales:

- Presión: 101.325 Pa
- Temperatura: 298 K
- Humedad relativa: 60 %
- Aceleración de gravedad: $g = 9,8 \text{ m/s}^2$
- Densidad ambiental: $\rho_{\infty} = 1,176 \text{ kg/m}^3$
- Calor específico ambiental: $c_{p,\infty} = 1,005 \text{ kJ/kgK}$

Estas propiedades son importantes para calcular correlaciones adimensionales, como se verá en la sección de análisis de resultados.

3.2. Instrumentación

3.2.1. Radiómetro

Para medir la radiación térmica proveniente de la llama se dispone de un radiómetro manufacturado por *Medtherm Corporation*, modelo 64-0.2-15, sin refrigeración [46]. El cuerpo del radiómetro tiene un hilo que permite acoplarlo a una pieza de aluminio que facilita su montaje y desplazamiento en un perfil especial (Fig. 3.2).

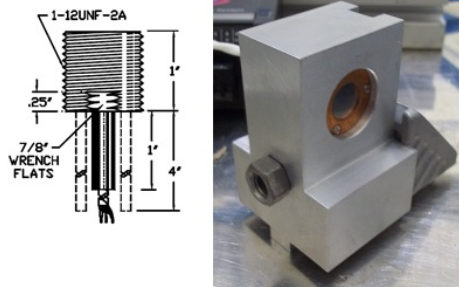


Figura 3.2: Radiómetro *Schmidt-Boelter*.

El sensor es del tipo *Schmidt-Boelter* para un rango entre 0 y 0,2 Btu/ft²s. Su principio de operación es el siguiente: cuando fluye calor a través del material del sensor, éste actúa como una resistencia térmica. En consecuencia, se genera un gradiente de temperatura medido mediante termocuplas en serie (*termopila*). La señal entregada por estas termocuplas es proporcional al flujo de calor. Esta constante de proporcionalidad, o respuesta, corresponde a 260,1 kW/(m²V) según el certificado de calibración del instrumento (Fig. 3.3).

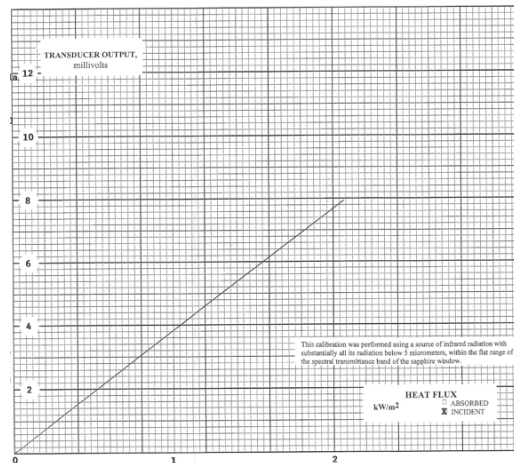


Figura 3.3: Curva de calibración del radiómetro.

3.2.2. Cámara CCD

En este trabajo se utilizó una cámara digital marca *Manta G145B* monocromática (Fig. 3.4), fabricada por *Allied Vision Technologies* y equipada con un sensor CCD *Sony ICX285*. La cámara permite registrar vídeos con una tasa de adquisición máxima de 16 cuadros por segundo a una resolución de 1.388 × 1.038 píxeles, y una respuesta espectral del 52 % para una longitud de onda de 490 nm.

Con el fin de disminuir el ruido en las mediciones, al objetivo de la cámara se antepone un filtro pasa-banda monocromático marca *Thor Labs* código FB430-10-1V, cuya curva de transmitividad favorece la recepción de imagen sólo en longitudes de onda en torno a 430 nm (Fig. 3.5).



Figura 3.4: Cámara *Manta*.

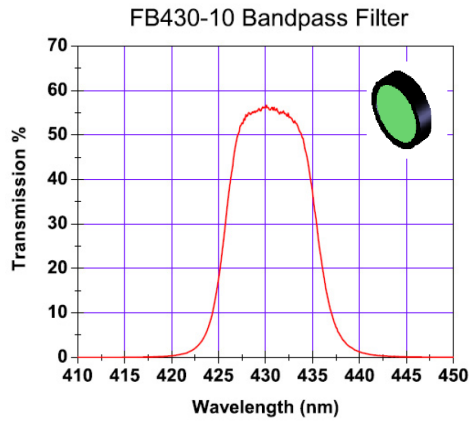


Figura 3.5: Curva de transmitividad del filtro pasa-banda.

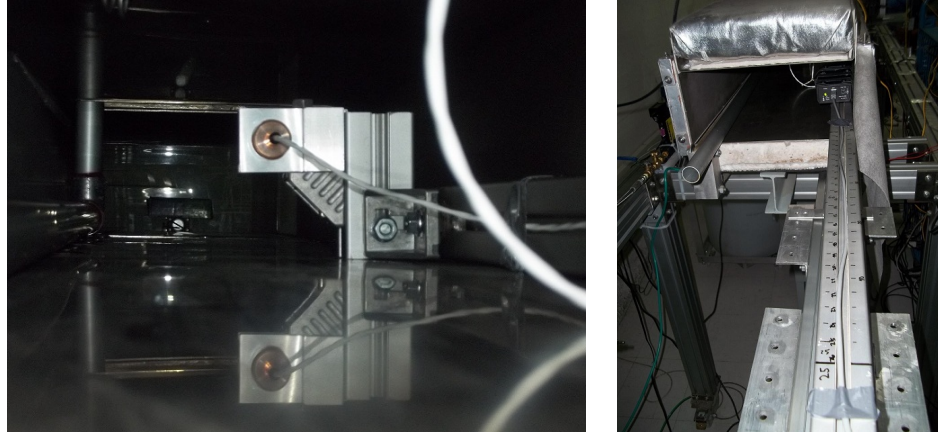
3.3. Montaje y adquisición de datos

La adquisición de datos se efectúa mediante un módulo marca *Daq/55*, de *IOTech* (Fig. 3.6). Este módulo se conecta vía USB a un computador con el programa *pDaqView* previamente instalado, donde la adquisición se obtiene en unidades de voltaje (V).

El radiómetro se monta en un perfil de aluminio especial (Fig. 3.7a) que permite posicionar el radiómetro en el centro del túnel, enfocado hacia la llama. En el soporte, una graduación en centímetros (Fig. 3.7b) permite regular la distancia del radiómetro respecto a la llama en un rango entre 25 y 75 cm y un paso de 2 cm, disponiéndose así de un total de 26 puntos de medición (Fig. 3.8).



Figura 3.6: Adquisidor de datos *Daq/55*.



(a) Montaje del radiómetro en el soporte.

(b) Graduación del soporte.

Figura 3.7: Montaje del radiómetro.

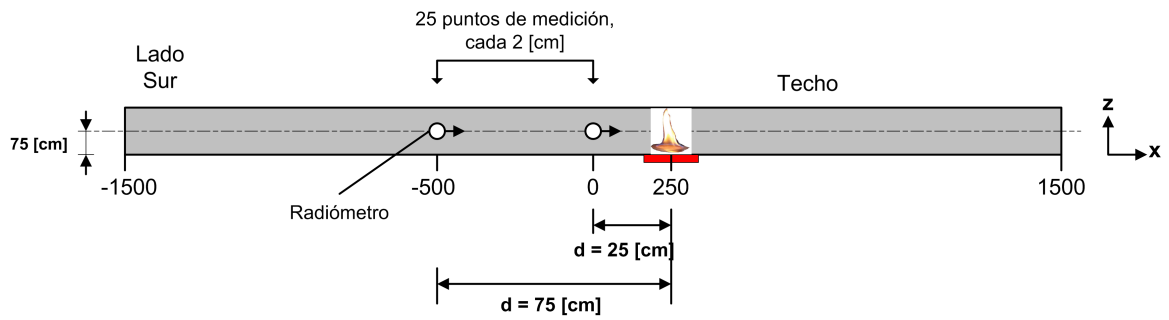


Figura 3.8: Esquema del montaje del radiómetro.

La cámara se conecta directamente a un computador equipado con una tarjeta tipo *GigE* (capacidad nominal de 1 *gigabyte* por segundo) mediante un cable de transmisión de datos. La adquisición se efectúa con el programa *AVT Unicam Viewer*, generando registros monocromáticos en vídeo, en formato AVI.

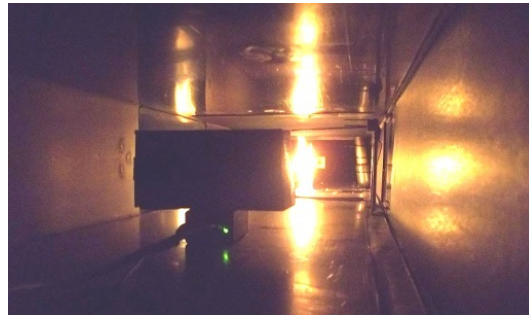


Figura 3.9: Montaje de la cámara.

3.4. Procedimientos experimentales

Los protocolos de encendido y apagado del quemador, así como la operación de las cortinas de aire, se encuentran detallados en anexos A y E.

3.4.1. Radiación en función de la distancia

Se efectúa el protocolo de encendido, fijando un caudal de gas de 0,66 L/min en el quemador. Luego de estabilizar la llama, se adquiere la lectura del radiómetro (en V) para cada uno de los 26 puntos de medición disponibles, durante un lapso de 10 segundos por punto. Al finalizar las mediciones, se efectúa el procedimiento de apagado.

3.4.2. Altura de llama y radiación térmica en función del caudal de gas

1. En el extremo norte del túnel, la cámara se monta simplemente en el piso del túnel (Fig. 3.9), a una distancia de 77 cm entre el lente de la cámara y el centro del quemador. Esto equivale a una distancia de 37 cm entre la parte trasera de la cámara y el borde del túnel. En el sector sur del túnel, el radiómetro se monta a una distancia de 25 cm de la llama (Fig. 3.10).

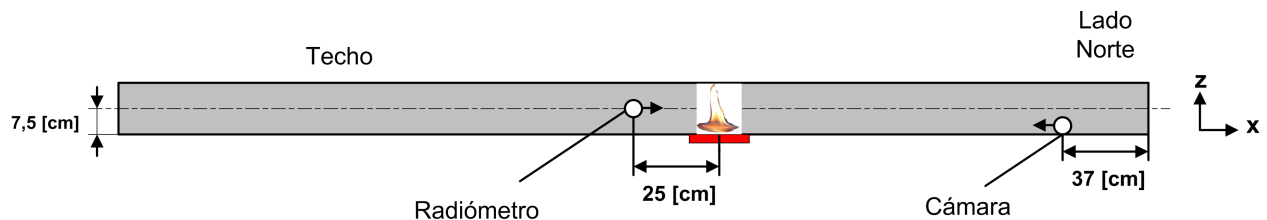


Figura 3.10: Esquema del montaje de la cámara.

2. Se efectúa el protocolo de encendido, configurándose un caudal de gas de 0,46 L/min.
3. Se registra un vídeo a una tasa de 12,5 cuadros por segundo, durante 20 segundos. Así, este vídeo contiene un total aproximado de 260 cuadros. Durante este tiempo, se registra en paralelo la lectura del radiómetro.
4. Se repite el último paso aumentando el caudal en 0,04 L/min hasta un máximo de 0,74 L/min.
5. Este procedimiento se repite con las cortinas DJ-DF operando, el *jet* de aire caliente a 3 m/s y el de aire frío, a 5 m/s.
6. Al finalizar las mediciones, se efectúa el procedimiento de apagado.

Capítulo 4

Simulación numérica

Con el fin de predecir numéricamente el comportamiento de la llama dentro del túnel, se emplea el programa FDS (*Fire Dynamics Simulator*), versión 5.5.3, utilizado con éxito en estudios anteriores [7,9]. Este programa ha sido desarrollado por investigadores del NIST (*National Institute of Standards and Technology*), siendo de acceso libre y gratuito, en lo que constituye su principal ventaja.

FDS es un programa CFD que describe la evolución del fuego bajo cierto escenario. Consiste en un código FORTRAN, que lee parámetros de entrada desde un archivo de texto, resuelve numéricamente las ecuaciones gobernantes del fenómeno y escribe en archivos de salida la información requerida por el usuario. La información técnica relacionada con este programa se encuentra detallada en una guía del usuario [47] y un documento técnico que explica la teoría involucrada en el código [48], ambos desarrollados por McGrattan et al.

El recurso computacional empleado en esta simulación corresponde a un computador marca *Dell Precision T7500*, cuyas especificaciones son las siguientes:

- Procesador: *Intel(R) Xeon(R) CPU X5650 @ 2,67 GHz - 2,66 GHz*
- Memoria RAM: 6 GB
- Sistema operativo: *Windows 7 Professional, 64 bits*

4.1. Aspectos generales de FDS

El principal objetivo de FDS consiste en predecir y/o modelar el comportamiento de flujos impulsados por la acción del fuego. Las características generales del programa son:

- **Modelo fluidodinámico:** FDS resuelve numéricamente una forma apropiada de las ecuaciones de Navier-Stokes para flujos impulsados térmicamente a bajas velocidades (subsónico), poniendo énfasis en el transporte de calor y humo provenientes de fuegos o fuentes térmicas. Las derivadas parciales de las ecuaciones de conservación se aproximan mediante diferencias finitas. La solución es actualizada en el tiempo, en una malla rectangular tridimensional; además, la radiación térmica es calculada usando una técnica de diferencias finitas en la misma malla que el flujo. La turbulencia se trata por defecto con LES (*Large Eddy Simulation*), aunque si la malla es lo suficientemente fina, se puede tratar con DNS (*Direct Numerical Simulation*).

- **Modelo de combustión:** FDS utiliza una reacción química de un solo paso cuyos productos se cuantifican con un modelo de fracción de mezcla de dos componentes. Por defecto, estos dos parámetros son la fracción másica del combustible no quemado y la fracción másica de los productos de combustión. Este modelo puede ampliarse a más pasos, u otras componentes.
- **Geometría:** FDS adecúa las ecuaciones gobernantes a una malla rectilínea. Las obstrucciones sólidas se generan dentro de esta malla. También se pueden construir mallas múltiples cuando la geometría del problema es más compleja.
- **Condiciones de borde:** Se asignan a todas las superficies sólidas, donde la transferencia de calor y masa se trabaja mediante correlaciones empíricas.

Por otra parte, las principales desventajas que presenta FDS son:

- **Geometría rectilínea:** La eficiencia con que FDS maneja el recurso computacional se debe a la simplicidad de su malla rectangular y al uso de un *solver* rápido y directo para el campo de presiones. Esto limita la posibilidad de modelar geometrías curvilíneas o efectos más detallados sobre bordes irregulares.
- **Suposición de flujo de baja velocidad:** Debido al énfasis en el transporte de energía, situaciones donde el flujo alcanza velocidades cercanas a la del sonido (en detonaciones y estrangulaciones de flujo, por ejemplo) podrían presentar problemas.

4.1.1. Ecuaciones fundamentales de conservación

- **Conservación de masa:**

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{u} = \dot{m}_b''' \quad (4.1)$$

En ocasiones resulta conveniente escribir esta ecuación en términos de las fracciones másicas de las especies individuales gaseosas, Y_i :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho Y_i) + \nabla \cdot \rho Y_i \mathbf{u} = \nabla \cdot \rho D_i \nabla Y_i + \dot{m}_i''' + \dot{m}_{b,i}''' \quad (4.2)$$

Sumando estas ecuaciones para todas las especies, se obtiene la primera ecuación de conservación, puesto que $\sum Y_i = 1$, $\sum \dot{m}_i''' = 0$ y $\sum \dot{m}_{b,i}''' = \dot{m}_b$, y se asume que $\sum \rho D_i \nabla Y_i = 0$.

- **Conservación de cantidad de movimiento:**

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{u}) + \nabla \cdot \rho \mathbf{u} \mathbf{u} + \nabla p = \rho \mathbf{g} + \mathbf{f}_b + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_{ij} \quad (4.3)$$

El término $\nabla \cdot \rho \mathbf{u} \mathbf{u}$ es el vector que resulta al aplicar el operador gradiente a $\mathbf{u} \mathbf{u}$, el producto tensorial entre \mathbf{u} y \mathbf{u}^T . El término \mathbf{f}_b representa las fuerzas externas. El tensor de esfuerzos se define como:

$$\tau_{ij} = \mu \left(\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} (\nabla \cdot \mathbf{u}) \right) \quad ; \quad \delta_{ij} = \begin{cases} 1 & i=j \\ 0 & i \neq j \end{cases} \quad ; \quad i, j = 1, 2, 3 \quad (4.4)$$

La resolución de estas ecuaciones se puede tratar con DNS, donde los términos disipativos se resuelven directamente, o con LES, donde los vórtices a gran escala se resuelven directamente y los procesos disipativos a pequeña escala son modelados. Sólo para escenarios relativamente pequeños es recomendado resolver los procesos de transporte y combustión con DNS.

- **Conservación de energía:**

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h) + \nabla \cdot \rho h \mathbf{u} = \frac{DP}{Dt} + \dot{Q}''' - \dot{Q}_b''' - \nabla \cdot \dot{\mathbf{q}} + \xi \quad (4.5)$$

Esta ecuación está expresada en términos de la entalpía sensible h :

$$h = \int_{T_0}^T c_p(T') dT' \quad (4.6)$$

El término \dot{Q}''' representa la liberación de calor por unidad de volumen proveniente de las reacciones químicas, mientras que \dot{Q}_b''' es la energía requerida para la evaporación de gotas (en sistemas de extinción, por ejemplo). El término ξ corresponde a la tasa de disipación de energía cinética en calor debido a la viscosidad del fluido:

$$\xi = \tau_{ij} \cdot \nabla \mathbf{u} \quad (4.7)$$

Por último, $\dot{\mathbf{q}}$ representa los flujos de calor vía conducción y radiación:

$$\dot{\mathbf{q}} = -k \nabla T - \sum_i h_i \rho D_i \nabla Y_i + \dot{\mathbf{q}}_r \quad (4.8)$$

- **Ecuación de estado:**

$$P = \frac{\rho \mathfrak{R} T}{W} \quad (4.9)$$

Donde \mathfrak{R} es la constante universal de los gases y W , el peso molecular de la mezcla.

4.1.2. Modelo de combustión

FDS permite modelar el fenómeno de combustión de dos maneras. El modelo por defecto, adecuado para simulaciones LES y que se emplea en este trabajo, hace uso del concepto de *fracción de mezcla*, analizado en la sección 2.1.1. En el segundo modelo, más avanzado, las especies reaccionan al especificarse sus respectivos parámetros de Arrhenius, siendo más apto para simulaciones DNS, donde la difusión de combustible y oxígeno se modela directamente.

Modelo de fracción de mezcla de un solo paso

Este modelo fue introducido en la sección 2.1.1, y asume que la combustión es controlada sólo por la mezcla entre el combustible y el oxidante (oxígeno en FDS), y que es una reacción química infinitamente rápida (aproximación de Burke-Schumann). La forma general de la reacción es:



Donde ν_P es el coeficiente estequiométrico de la especie P . Esta ecuación estequiométrica implica que la tasa de consumo de combustible y oxidante se relacionan de la siguiente manera:

$$\frac{\dot{m}_F'''}{\nu_F W_F} = \frac{\dot{m}_O'''}{\nu_O W_O} \quad (4.11)$$

La fracción de mezcla Z se define en este caso como la fracción de combustible en un punto dado del campo de flujo:

$$Z = \frac{\left(\frac{\nu_O W_O}{\nu_F W_F}\right) Y_F - (Y_O - Y_O^\infty)}{\left(\frac{\nu_O W_O}{\nu_F W_F}\right) Y_F^I + Y_O^\infty} \quad (4.12)$$

Donde Y_F^I es la fracción másica de combustible dentro del flujo de gas. De esta manera, el valor de Z varía desde la unidad (en la zona donde sólo hay combustible) hasta cero (donde la fracción másica de oxígeno es igual al valor ambiente Y_O^∞). El parámetro Z además satisface la siguiente ecuación de conservación:

$$\rho \frac{DZ}{Dt} = \nabla \cdot \rho D \nabla Z \quad (4.13)$$

La aproximación de una reacción química rápida implica que en la zona de combustión el combustible y el oxidante no pueden coexistir. Esta zona corresponde entonces a una superficie infinitamente delgada dada por $Z = Z_f$, donde:

$$Z_f = \frac{Y_O^\infty}{\left(\frac{\nu_O W_O}{\nu_F W_F}\right) Y_F^I + Y_O^\infty} \quad (4.14)$$

Por lo tanto, la fracción másica de oxígeno Y_O en función de Z corresponde a:

$$Y_O(Z) = \begin{cases} Y_O^\infty(1-Z/Z_f), & Z < Z_f \\ 0, & Z > Z_f \end{cases} \quad (4.15)$$

Modelo de un solo paso, con extinción local

El modelo de un solo paso supone que el combustible y el oxígeno reaccionan en el mismo instante en que se mezclan. En ciertos escenarios esta suposición no es razonable, por ejemplo, cuando se modelan agentes de extinción del fuego como agua o CO_2 , o cuando el esfuerzo de corte entre los flujos de combustible y oxígeno es importante. En estos casos, el combustible y el oxígeno pueden mezclarse, pero no reaccionar de inmediato. Si bien la fracción de mezcla sigue siendo una cantidad válida, no se puede asumir que determina por sí sola la composición de la mezcla.

La estrategia en estos casos consiste en resolver varias ecuaciones para los componentes Z_i de la fracción de mezcla, donde $Z = \sum Z_i$. Por ejemplo, si Z_1 representa la fracción de combustible no quemado, $Z_2 = Z - Z_1$ representa la fracción másica de combustible ya quemado, es decir, al total de productos de combustión. De esta manera, es más conveniente definir la fracción de mezcla en términos de la fracción másica de combustible y los productos de combustión compuestos por carbono, siendo c el número de átomos de carbono en la composición del combustible:

$$Z = \frac{1}{Y_F^I} \left(Y_F + \frac{W_F}{cW_{CO_2}} Y_{CO_2} + \frac{W_F}{cW_{CO}} Y_{CO} + \frac{W_F}{cW_s} Y_s \right) \quad (4.16)$$

Por último, un tercer modelo incluye una reacción adicional para contabilizar la producción de CO , componente importante en combustiones muy subventiladas. La formulación matemática se encuentra en detalle en el manual técnico de FDS [48].

4.1.3. Radiación térmica

Por defecto, FDS resuelve numéricamente la ecuación de transporte radiativo (RTE, *Radiative Transport Equation*) para un gas modelado como cuerpo gris, empleando un método de volúmenes finitos (FVM). Para un medio no dispersivo, la ecuación de transporte de radiación corresponde a:

$$\mathbf{s} \cdot \nabla I_\lambda(\mathbf{x}, \mathbf{s}) = \kappa(\mathbf{x}, \lambda) [I_b(\mathbf{x}) - I_\lambda(\mathbf{x}, \mathbf{s})] \quad (4.17)$$

Donde I_λ corresponde a la intensidad de radiación a una longitud de onda λ dada, \mathbf{x} y \mathbf{s} son los vectores de posición y dirección de intensidad, respectivamente, κ es el coeficiente local de absorción y I_b , el término fuente de intensidad de radiación.

Numéricamente no se puede resolver en forma precisa la dependencia del coeficiente de absorción respecto a λ . Para tal efecto, el espectro electromagnético se separa en N bandas. Luego, la RTE para cada banda corresponde a:

$$\mathbf{s} \cdot \nabla I_i(\mathbf{x}, \mathbf{s}) = \kappa_i(\mathbf{x}) [I_{b,i}(\mathbf{x}) - I_i(\mathbf{x}, \mathbf{s})], \quad i = 1 \dots N \quad (4.18)$$

El hollín es el producto de combustión que determina la radiación emitida por la llama y los humos calientes. Como el espectro de radiación del hollín es constante, la llama se puede modelar como un cuerpo gris. Así, la dependencia espectral impone un solo coeficiente de absorción y el término fuente de intensidad corresponde a:

$$I_b(\mathbf{x}) = \frac{\sigma T(x)^4}{\pi} \quad (4.19)$$

En combustiones más limpias, donde la presencia de hollín es menor respecto a la de CO_2 y H_2O , la suposición de cuerpo gris entrega valores más elevados que lo observado en la realidad. Desde el punto de vista numérico, se ha concluido que basta con separar el espectro en 6 bandas (*Wide band model*) para obtener resultados ajustados a la realidad. Si la presencia del coeficiente de absorción del combustible es importante, se puede ampliar esta cantidad a 9 bandas. FDS dispone de un modelo para el cálculo de los coeficientes de absorción en estos 3 casos.

En simulaciones donde el tamaño de las celdas son del orden de 1 centímetro o más, el término I_b requiere un tratamiento especial en las celdas cercanas a la zona de reacción, puesto que las temperaturas calculadas resultan ser más bajas que lo esperado en una llama de difusión. Para tal efecto, el modelo es el siguiente:

- Fuera de la zona de reacción:

$$\kappa I_b = \frac{\kappa \sigma T^4}{\pi}$$

- Dentro de la zona de reacción:

$$\kappa I_b = \max \left(\frac{\chi_r \dot{Q}'''}{4\pi}, \frac{\kappa \sigma T^4}{\pi} \right)$$

En el modelo anterior, \dot{Q}''' es la energía química liberada por unidad de volumen, y χ_r la fracción local emitida como radiación (sección 2.1.3). Para que FDS calcule el término I_b basándose sólo en la temperatura del gas y la composición química, en el modelo numérico debe imponerse $\chi_r = 0$. Finalmente, se define el vector:

$$\dot{\mathbf{q}}_r(\mathbf{x}) = \int_{4\pi} \mathbf{s}' I(\mathbf{x}, \mathbf{s}') d\mathbf{s}' \quad (4.20)$$

La energía radiante neta que gana una celda corresponde a la diferencia entre la energía absorbida y la energía emitida. Así, la contribución de la fase gaseosa a la pérdida de energía radiante en la ecuación de conservación de energía es:

$$-\nabla \cdot \dot{\mathbf{q}}_r(\mathbf{x}) = \kappa(\mathbf{x}) \left[\int_{4\pi} I(\mathbf{x}, \mathbf{s}') d\mathbf{s}' - 4\pi I_b(\mathbf{x}) \right] \quad (4.21)$$

Para obtener una forma discretizada de la ecuación 4.18, la esfera unitaria se divide en un número finito de ángulos sólidos. En cada celda se deriva una ecuación discretizada al integrar la ecuación 4.18 sobre el volumen de una celda δV_{xyz} y el ángulo $\delta\Omega$. Este procedimiento es válido tanto para el modelo de cuerpo gris como el de seis bandas, y su detalle se encuentra en el manual técnico de FDS [48].

La discretización en ángulos sólidos se logra al dividir el ángulo polar θ en un número entero de bandas N_θ (ver Fig. 4.1). Luego, cada banda θ se divide en N_ϕ partes en la dirección azimutal ϕ . Los números N_θ y $N_\phi(\theta)$ se escogen de manera tal que el número total de ángulos sólidos N_Ω se acerque lo más posible al especificado por el usuario.

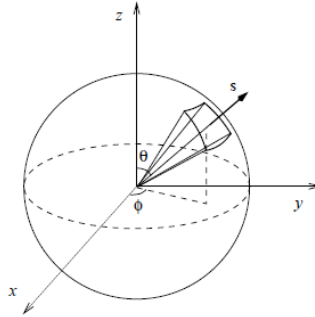


Figura 4.1: Sistema coordenado para la discretización angular en FDS.

4.2. Construcción del modelo en FDS

FDS lee los parámetros de entrada desde un archivo de texto. Los diversos parámetros se configuran anteponiendo un código o *grupo*, dependiendo del aspecto en particular que se quiera modificar en el modelo [47]. En el cuadro 4.1 se resumen algunos grupos importantes a emplear en este trabajo, cuyas funcionalidades se explican más adelante cuando se apliquen particularmente al modelo.

Cuadro 4.1: Grupos en FDS.

MESH	OBST	VENT	TIME
RADI	MISC	SURF	REAC
MATL	DEVC	SLCF	PL3D

4.2.1. Geometría

Como este modelo numérico se enfoca sólo en la evolución de la llama dentro del túnel, para simplificar los cálculos la geometría del modelo abarca solo la vena del túnel experimental, dejando fuera a los circuitos de aire caliente y frío. De esta manera, la geometría consiste en un cubo rectangular de $3.000 \times 320 \times 150$ mm con el punto cero del eje de coordenadas posicionado en el centro del suelo del túnel (Figuras 4.2 y 4.3). Una ventaja de esta simplificación es la considerable reducción en el tiempo requerido por la simulación.

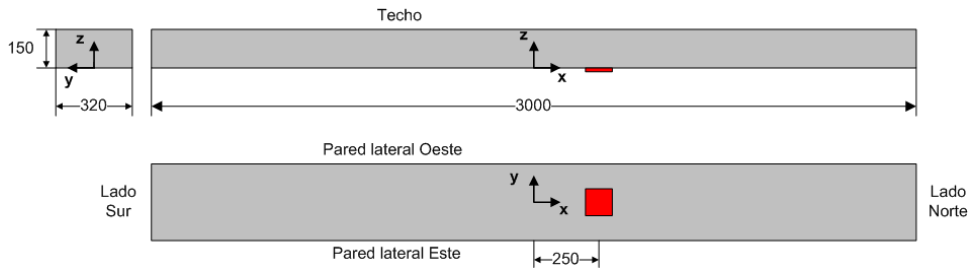


Figura 4.2: Esquema de la geometría del túnel en FDS.

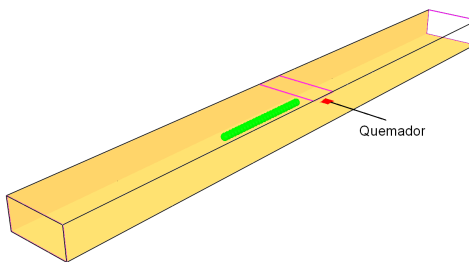


Figura 4.3: Esquema 3D de la geometría del túnel en FDS.

4.2.2. Condiciones iniciales

La simulación numérica no incorpora la influencia de las cortinas de aire, por lo tanto, las condiciones iniciales del modelo son aquellas correspondientes a los valores ambientales:

- Temperatura ambiental: 25 °C
- Presión atmosférica: 1 atm

- Velocidad en el dominio: 0 m/s

Otros parámetros importantes a considerar:

- **Fracción radiante:** consiste en la fracción de energía liberada como radiación térmica. Si este parámetro se deja en valor cero, FDS calcula directamente esta cantidad en función de la temperatura de la llama. Este parámetro se configura en el grupo RADI, y su código es 'RADIATIVE FRACTION'.
- **Modelo de radiación:** es aquel empleado para calcular parámetros en función de la longitud de onda. Los modelos a estudiar en este trabajo son el de cuerpo gris (impuesto por defecto) y el de seis bandas. Para imponer este último, en el grupo RADI se debe configurar el código WIDE BAND MODEL = TRUE.
- **Número de ángulos sólidos:** corresponde a la cantidad de ángulos sólidos con los que se discretiza una esfera unitaria en FDS, para efectos de resolver la ecuación de radiación. Su valor por defecto es 100. Se configura en el grupo RADI, y su código es 'NUMBER RADIATION ANGLES'.
- **Factor reductor de tiempo:** en líneas generales, esta opción reduce el calor específico de los sólidos en un factor especificado por el usuario, con lo cual la transferencia de calor ocurre a una mayor velocidad, reduciendo el tiempo de simulación necesario para lograr el caso estacionario. Se configura en el grupo TIME, y su código es 'TIME SHRINK FACTOR'.

4.2.3. Condiciones de borde

En FDS los límites de la geometría se pueden modelar como paredes sólidas (OBST) o superficies con características especiales (VENT). En ambos casos, las propiedades físicas de las superficies se especifican en grupos SURF.

El túnel se encuentra abierto en los extremos norte y sur (planos $x = -1.500$ mm y $x = 1.500$ mm), mientras que en el centro del techo se encuentra la abertura del circuito de aire caliente ($0,150 \times 0,320$ mm). En FDS, es conveniente modelar estas superficies en grupos VENT con una condición de borde abierta a las condiciones externas al dominio (temperatura ambiental y presión atmosférica).

Por otra parte, las paredes del túnel se modelan como sólidos en grupos OBST, de espesor cero, cuyas propiedades físicas (especificadas en el grupo MATL) se muestran en la tabla 4.2.

Cuadro 4.2: Propiedades físicas de los materiales modelados en FDS.

Material	c_p (kJ/(kgK))	k (W/(mK))	ρ (kg/m ³)	ϵ
Acero	0,5	16,27	8.030	0,7
Acero con lana mineral	0,8	0,084	80	0,7

El quemador posee una geometría circular de diámetro 60 mm, difícil de replicar en FDS. Para salvar este problema, el quemador se modela como una superficie cuadrada tipo VENT de lado 53,2 mm, cuya superficie $A = 2.830$ mm² equivale aproximadamente a la de una circunferencia de diámetro 60 mm. A

través de esta superficie se impone un flujo de masa por unidad de área, MLRPUA (*mass loss rate per unit area*) en $\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{m}^{-2}$, según el caudal de gas que se requiera simular:

$$\text{MLRPUA} = \frac{\rho_{gas} \dot{V}_{gas}}{A} \quad (4.22)$$

Junto con el poder calorífico del gas en cuestión, este parámetro determina finalmente la liberación de calor a través de la siguiente expresión:

$$\dot{Q} = (\text{MLRPUA}) \cdot A \cdot \Delta H_{gas} \quad (4.23)$$

El parámetro MLRPUA debe imponerse según el experimento que se desee modelar, teniendo en cuenta que FDS ajusta las dimensiones de la geometría al tamaño de la malla existente. Por esto, debe calcularse según la superficie *virtual* que genera FDS, no la superficie *real*.

Por último cabe destacar que el caudal experimental se logra a través de un material poroso, cuya área de flujo efectiva es menor que el área total del quemador. En FDS la superficie del quemador se trata como una *ventana* a través de la cual fluye el gas libremente. Por lo tanto, el área modelada en FDS es menor que la superficie real efectiva del quemador. Esto no influye en los resultados finales, porque en ambos casos (experimental y numérico) se está imponiendo el mismo caudal total en L/min y por ende la misma potencia liberada, aun cuando el caudal por unidad de superficie en $\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{m}^{-2}$ no sea el mismo.

4.2.4. Información de salida

Durante una simulación, FDS permite registrar diversas variables o cantidades en un punto específico o un plano del dominio (grupo DEVC o SLCF respectivamente):

- **Temperatura:** registra la temperatura calculada numéricamente dentro de la celda. Su código es 'TEMPERATURE'.
- **Termocupla:** registra la temperatura de una termocupla modelada, la cual se desvía de la temperatura real en una cantidad determinada por el diámetro de la punta de la termocupla. En este trabajo se empleó el valor por defecto de 0,001 m. Su código es 'THERMOCOUPLE'.
- **Temperatura de pared:** consiste en la temperatura que resulta del balance de energía en una pared sólida situada en la celda requerida. Su código es 'WALL TEMPERATURE'.
- **Flujo de calor radiante para gas:** consiste en un radiómetro no asociado a una pared sólida. Esta cantidad se obtiene integrando la radiación incidente sobre 2π ángulos sólidos alrededor de la dirección definida. Su código es 'RADIATIVE HEAT FLUX GAS'.
- **Liberación de calor por unidad de volumen:** es una cantidad entregada por FDS que permite visualizar en forma realista la llama modelada en programas de animación 3D, pudiendo emplearse para estimar la altura física de la llama. Su código es 'HRRPUV'.

La frecuencia de adquisición de datos determina cada cuanto tiempo FDS guardará la información de salida. Esta frecuencia se configura en el grupo DUMP.

4.2.5. Independencia de malla

En FDS las celdas son rectangulares, y las mallas se generan mediante el grupo MESH, definiendo las dimensiones de la malla y la cantidad de celdas (o divisiones de la malla) en las 3 coordenadas (x, y, z).

El quemador se ubica en el punto (250, 0, 0) del dominio, y con un diámetro de 60 mm su volumen de influencia térmica es, a primera vista, pequeño respecto al volumen total del túnel. Considerando esta situación, el dominio de cálculo se dividió en tres subdominios (Fig. 4.4). La llama se ubica en el subdominio con la malla más fina. Las dimensiones de estos subdominios son las siguientes:

- **Subdominio 1:** 1.400 × 320 × 150 mm
- **Subdominio 2:** 600 × 320 × 150 mm
- **Subdominio 3:** 1.000 × 320 × 150 mm

A su vez, se construyen cinco dominios (A, B, C, D y E), cada uno con diferente cantidad total de celdas:

- Malla A: 36.000 celdas
- Malla B: 120.000 celdas
- Malla C: 220.000 celdas
- Malla D: 352.000 celdas
- Malla E: 422.400 celdas

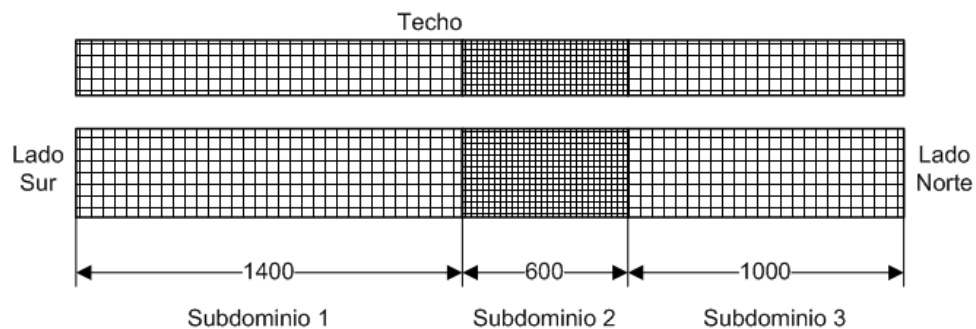


Figura 4.4: Subdominios de la geometría para analizar independencia de malla en FDS.

Para determinar el tiempo necesario para que el modelo alcance un estado permanente, se efectúa una simulación con la malla A, registrando en el punto (750, -160, 75) mm la evolución de las siguientes variables: la lectura de una termocupla (TC), la temperatura de pared (TW) y la temperatura de la celda (T). Además se impone un factor reductor de tiempo de 10, con lo cual 60 segundos de simulación se obtienen como si se simularan sólo 6 segundos.

El resultado de esta simulación se grafica en la Fig. 4.5. Se observa que el estado permanente se alcanza aproximadamente a los 150 segundos. Por lo tanto, en simulaciones posteriores se impone un tiempo máximo de cálculo de 300 segundos reales del fenómeno.

De esta manera, es posible obtener la evolución de ciertas variables en el tiempo para cada malla, y así determinar la cantidad total de celdas que permite obtener resultados fidedignos dentro de un tiempo computacional aceptable. Se efectúa una simulación con cada malla, con la siguiente información de entrada:

- Tiempo de simulación: 300 s
- Factor reductor de tiempo: 10
- Fracción radiante: 0
- Número de ángulos sólidos: 100
- Registro de TC y TW en el punto (750, -160, 75) mm
- Temperatura ambiental 15°C
- $MLRPUA = 0,0045 \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{m}^{-2}$

Los resultados promediados en estado permanente se observan en la Fig. 4.6. Se aprecia que a partir de aproximadamente 250.000 celdas se obtienen resultados independientes de la cantidad de celdas. Esta sensibilización permite concluir la conveniencia de generar una malla mas fina en el entorno inmediato de la llama, y establece una referencia para la mínima cantidad de celdas necesaria para una simulación independiente de la malla.

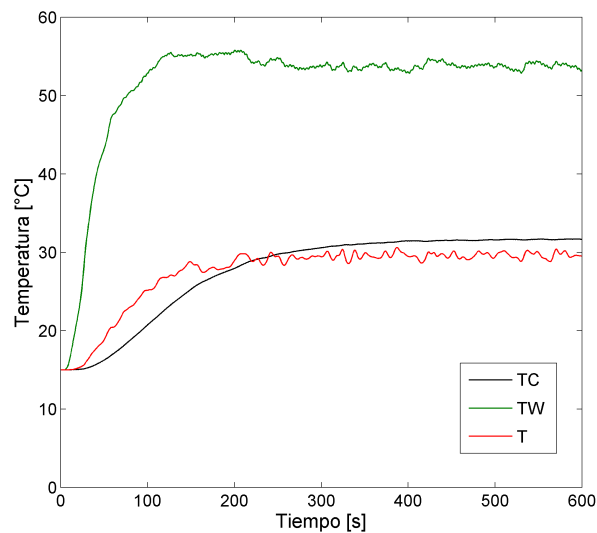


Figura 4.5: Evolución de temperatura en el tiempo.

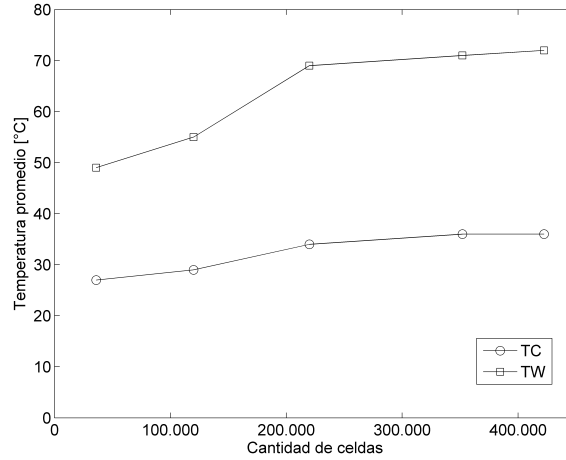


Figura 4.6: Evolución de temperatura promedio según la cantidad total de celdas.

4.2.6. Resolución de malla

La expresión $\hat{D}/\delta x$ es un parámetro adimensional que permite cuantificar la resolución de la malla. El tamaño nominal de la celda corresponde a δx , mientras que el diámetro característico de la llama:

$$\hat{D} = \left(\frac{\dot{Q}}{\rho_{\infty} c_p T_{\infty} \sqrt{g}} \right)^{2/5} = \left(\frac{\rho_{gas} \dot{V}_{gas} \Delta H_{gas}}{\rho_{\infty} c_p T_{\infty} \sqrt{g}} \right)^{2/5} \quad (4.24)$$

En otras palabras, la expresión $\hat{D}/\delta x$ puede considerarse como la cantidad de celdas que conforman el diámetro característico de la llama, por lo tanto la resolución del modelo es mejor mientras mayor sea esta cantidad. Se considera que $\hat{D}/\delta x > 20$ es una buena resolución para resolver adecuadamente los términos radiativos en las ecuaciones gobernantes [47]. Por otra parte, Lin et al. [49] concluyen que para predecir la radiación proveniente de una llama mediante FDS, basta con asegurar que $\hat{D}/\delta x > 13$.

4.3. Simulación

El programa FDS se empleará para predecir numéricamente la distribución de radiación incidente sobre las diversas posiciones experimentales en que se midió dicha cantidad. Para simular las condiciones en que fue efectuado este experimento, el modelo en FDS debe preservar las características descritas en la sección anterior, salvo las siguientes:

- **Malla:** para incrementar la resolución de la malla en la vecindad de la llama, se opta por construir tres subdominios como se describe a continuación.

$$\hat{D} = \left(\frac{\rho_{gas} \dot{V}_{gas} \Delta H_{gas}}{\rho_{\infty} c_p T_{\infty} \sqrt{g}} \right)^{2/5} = \left(\frac{1,19 \cdot (0,66/60000) \cdot 47,158}{1,176 \cdot 1,005 \cdot 298 \sqrt{9,8}} \right)^{2/5} = 0,050 \text{ m} = 50 \text{ mm}$$

Cuadro 4.3: Geometría del modelo FDS.

Ítem	Subdominio 1	Subdominio 2	Subdominio 3
Dimensiones (mm)	120 × 120 × 150	900 × 320 × 150	3.000 × 320 × 150
Tamaño de celda ($\delta x \times \delta y \times \delta z$) (mm)	2 × 2 × 2	10 × 10 × 10	20 × 20 × 30
Resolución de malla ($\hat{D}/\delta x$)	25	5	3

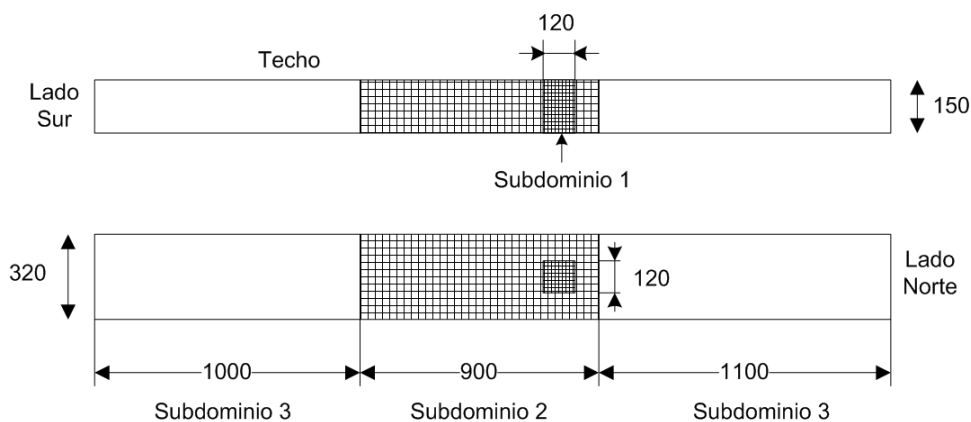


Figura 4.7: Subdominios de la geometría empleada en la simulación FDS.

- Flujo de gas:** en el experimento se impuso $\dot{V}_{gas} = 0,66$ L/min. La superficie virtual del quemador, para una malla de 2×2 mm, es de 2808 mm². Por lo tanto, el parámetro MLRPUA se calcula con la siguiente fórmula.

$$MLRPUA = \frac{\rho_{gas} \dot{V}_{gas}}{A} = \frac{1,19 \cdot (0,66/60,000)}{0,002808} = 0,004662 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$$

- Información de salida:** consiste en el registro temporal de la radiación incidente sobre 26 puntos ubicados en las mismas posiciones descritas en la metodología experimental. Estos registros se logran mediante líneas DEVC en el archivo de entrada, indicando sus respectivas posiciones.
- Modelo de radiación:** un primer objetivo de la simulación es comparar los resultados entregados por FDS al incorporar dos modelos radiativos que ofrece el programa, el de cuerpo gris y el de seis bandas. Este último reviste un mayor nivel de complejidad, puesto que separa el espectro de longitud de onda en seis bandas, lo cual refina el resultado acarreado un consiguiente incremento en el tiempo de simulación. Por eso es importante establecer cualitativamente la diferencia que ofrecen estos dos modelos en cuanto a resultados
- Cantidad de ángulos sólidos:** un segundo objetivo consiste en determinar si el número de ángulos sólidos es determinante en la predicción numérica entregada por FDS. Para tal efecto se efectuará una simulación con el valor por defecto 100, y luego se repetirá con 500 ángulos sólidos. Este valor fue establecido por Lin et al. [49] como el óptimo para obtener resultados independientes y consistentes al momento de modelar radiación en FDS.

El programa *Smokeview* permite visualizar los resultados entregados por FDS. En la figura 4.8 se muestra una imagen tridimensional instantánea de la energía liberada por unidad de volumen

(HRRPUV) en cada celda, la cual ilustra el comportamiento de la llama de manera cualitativa. En la figura 4.9 se muestran los perfiles de temperaturas en los planos $x - z$ e $y - z$.

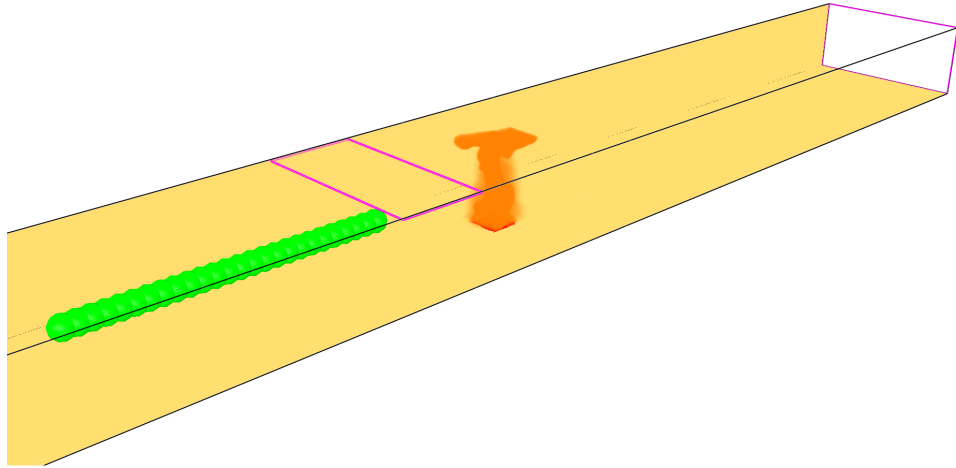


Figura 4.8: Vista tridimensional de la energía liberada por unidad de volumen entregada por FDS.

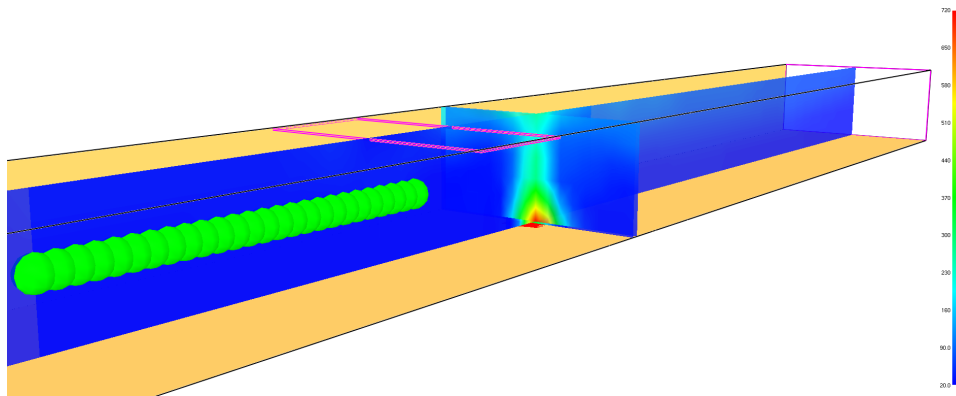


Figura 4.9: Perfiles de temperatura entregados por FDS.

Capítulo 5

Análisis de resultados

En este capítulo se describen los resultados obtenidos de las mediciones experimentales y simulaciones numéricas descritas en el capítulo anterior.

5.1. Radiación en función de la distancia

Los resultados experimentales y numéricos se obtienen al medir la radiación incidente sobre un receptor ubicado a una distancia L desde el centro de la llama. Para efectos de comparación, estos resultados se grafican en función de una distancia normalizada L/r_f , donde r_f corresponde al radio de la base de la llama (3 cm). Esta distancia normalizada se puede interpretar como la cantidad de radios de llama a la que se encuentra el receptor.

Cuadro 5.1: Distancia normalizada al centro de la llama.

Distancia (cm)	Dist. normalizada	Distancia (cm)	Dist. normalizada
25	8,3	51	17,0
27	9,0	53	17,7
29	9,7	55	18,3
31	10,3	57	19,0
33	11,0	59	19,7
35	11,7	61	20,3
37	12,3	63	21,0
39	13,0	65	21,7
41	13,7	67	22,3
43	14,3	69	23,0
45	15,0	71	23,7
47	15,7	73	24,3
49	16,3	75	25,0

5.1.1. Resultados experimentales

La radiación incidente sobre cada punto de medición se obtiene al transformar una serie temporal de voltaje V_i entregada por el radiómetro. El procedimiento es el siguiente:

1. En cada punto de medición se obtiene una serie temporal de voltaje E_i , de aproximadamente 183 registros cada uno.
2. Para cada serie temporal se considera sólo el 60 % central de los registros de la serie. Es decir, el primer 20 % y el último 20 % de los registros se descarta.
3. Para cada serie se calcula el promedio y la desviación estándar, expresándose cada una como $\bar{E} \pm \delta E$ [50].
4. La radiación incidente en cada punto se calcula al multiplicar los promedios anteriores por la constante del instrumento, que corresponde a $260,1 \text{ kW}/(\text{m}^2\text{V})$.

Una rutina *Matlab* permite efectuar el procedimiento anterior de manera más expedita. De esta manera, se obtiene una curva de radiación promedio en función de la distancia normalizada al centro de la llama (Fig. 5.1).

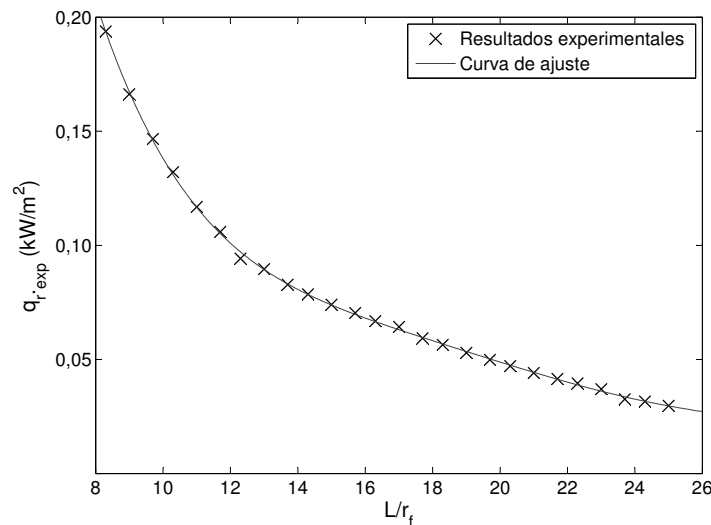


Figura 5.1: Resultado experimental para la radiación en función de la distancia normalizada.

Análisis de error experimental

La serie temporal obtenida experimentalmente tiende a oscilar en torno a un promedio, y considerando que la radiación térmica es un fenómeno electromagnético que no depende del medio entre la llama y el instrumento, algunos posibles motivos para esta oscilación son la intermitencia de la llama (que

tiende a aumentar o disminuir la distancia real respecto al instrumento) y una posible transferencia de calor adicional en el instrumento. Para cuantificar esta incertidumbre se calcula la desviación estándar de la serie. Por otra parte, el error instrumental, o precisión, corresponde a la última cifra significativa entregada por el equipo adquirente de datos, que corresponde a $\pm 0,0000001$ mV, dado que se trata de una adquisición digital. De esta manera, en la tabla 5.2 se resume la información anterior para cada punto de medición, en unidades de mV para mostrar una menor cantidad de decimales. Se concluye que la incertidumbre de la serie temporal obedece a la oscilación descrita anteriormente más que a la precisión del instrumento.

Cuadro 5.2: Promedio y desviación estándar de cada serie temporal de voltaje.

Dist. normalizada	\bar{E} (mV)	δE (mV)	$\delta E/E \cdot 100\%$	Dist. normalizada	\bar{E} (mV)	δE (mV)	$\delta E/E \cdot 100\%$
8,3	0,7450015	0,0016604	0,22	17,0	0,2473633	0,0013837	0,56
9,0	0,6388448	0,0014858	0,23	17,7	0,2279909	0,0013950	0,61
9,7	0,5640422	0,0017793	0,32	18,3	0,2167929	0,0012618	0,58
10,3	0,5077164	0,0014505	0,29	19,0	0,2034673	0,0015181	0,75
11,0	0,4492629	0,0015546	0,35	19,7	0,1914855	0,0011766	0,61
11,7	0,4070465	0,0017236	0,42	20,3	0,1811833	0,0014509	0,80
12,3	0,3622546	0,0014396	0,40	21,0	0,1695374	0,0013531	0,80
13,0	0,3444498	0,0013533	0,39	21,7	0,1596832	0,0014505	0,91
13,7	0,3182465	0,0014293	0,45	22,3	0,1517327	0,0014526	0,96
14,3	0,3022334	0,0015251	0,50	23,0	0,1421024	0,0014276	1,00
15,0	0,2843167	0,0013714	0,48	23,7	0,1253054	0,0012791	1,02
15,7	0,2707671	0,0013327	0,49	24,3	0,1213861	0,0014654	1,21
16,3	0,2566577	0,0012872	0,50	25,0	0,1143314	0,0012493	1,09

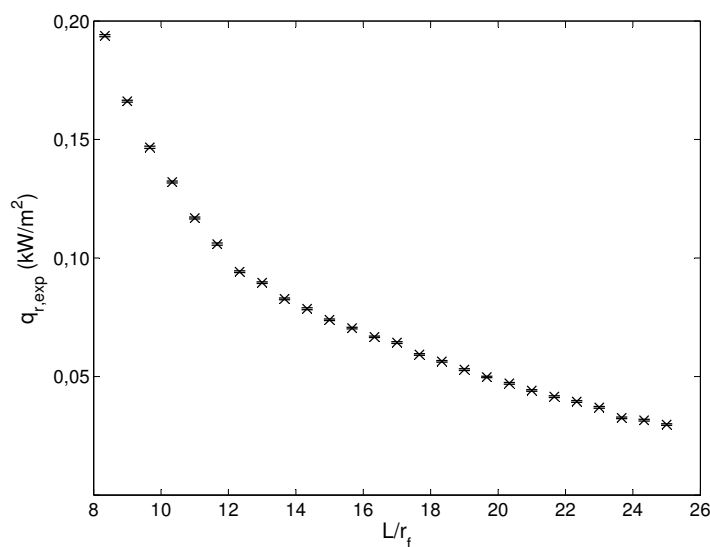


Figura 5.2: Resultado experimental para la radiación en función de la distancia normalizada, incluye barra de error.

Para cada punto ubicado en L/r_f , la radiación se calcula como $\dot{q}_{r,exp} = 260,1 \cdot \bar{E}$, por lo que el error asociado a este cálculo es $260,1 \cdot \delta V$. En la figura 5.2 se muestra el valor promedio en cada punto junto con la barra de error referida anteriormente, la cual en ningún caso supera el 2%. Por esta razón, en comparaciones posteriores se omite informar esta incertidumbre al ser poco importante dentro del análisis.

5.1.2. Resultados numéricos

Como se explicó en el capítulo anterior, los resultados numéricos de radiación se obtienen al posicionar un dispositivo (*device* en FDS) que integra la radiación incidente sobre 2π ángulos sólidos en torno a una dirección dada. No obstante, este dispositivo integra además la radiación ambiental, valor que debe descontarse para lograr una comparación apropiada con el resultado experimental. Esta radiación ambiental tiene un valor aproximado de $0,45 \text{ kW/m}^2$ para todos los puntos, valor obtenido al efectuar una simulación sin llama, registrando la radiación incidente en cada punto (Fig. 5.3).

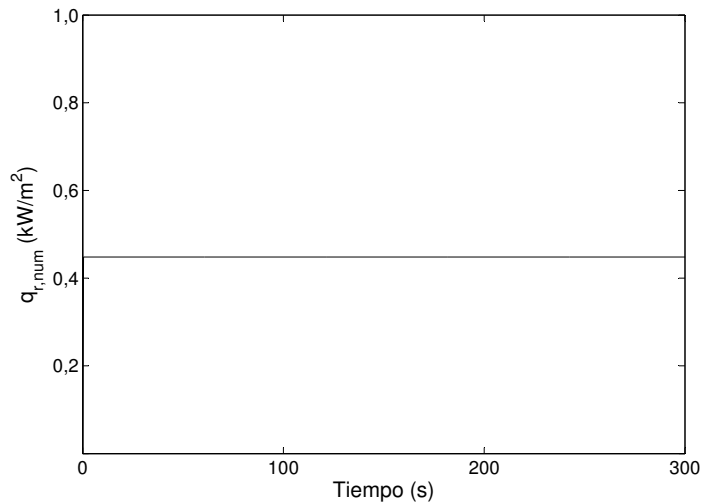


Figura 5.3: Radiación ambiental registrada por los dispositivos en FDS.

En cada dispositivo de medición se registra la radiación incidente en función del tiempo, y luego se descuenta la radiación ambiental. En la figura 5.4 se ilustra la evolución de 3 registros ubicados a diferente distancia desde el centro de la llama, de un total de 26. En este ejemplo la simulación se efectuó con un modelo de cuerpo gris y 100 ángulos sólidos. Luego, para los 26 registros se procede a calcular el valor promedio de la curva en los últimos 50 segundos de simulación, correspondiendo a un estado cercano al permanente.

Estos promedios se muestran en función de la distancia normalizada de cada punto, para una simulación empleando el modelo de cuerpo gris, y una simulación con el modelo de seis bandas (Fig. 5.5), ambos empleando la cantidad de ángulos sólidos establecida por defecto (100). Ambas curvas se comparan con la mostrada en la figura 5.1. Se observa que para $L/r_f < 14$ el modelo de seis bandas incide en una leve

mejora del resultado numérico. Para $L/r_f > 14$ entregan el mismo resultado. El considerable aumento en el tiempo requerido para la simulación con el modelo de seis bandas no justifica esta mejora, por lo tanto se opta por emplear el modelo de cuerpo gris de ahora en adelante.

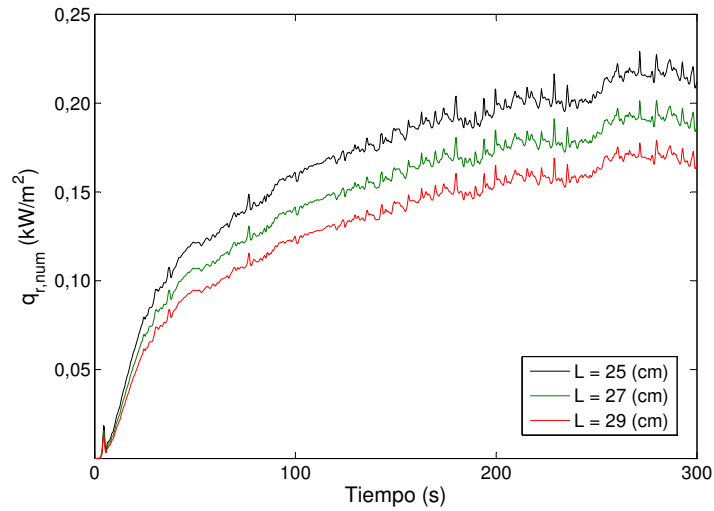


Figura 5.4: Radiación incidente en función del tiempo, para tres dispositivos de un total de 26.

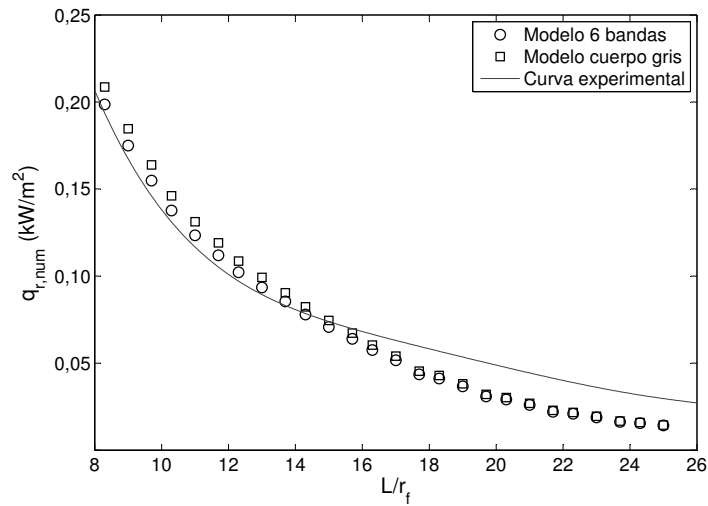


Figura 5.5: Comparación entre el modelo de cuerpo gris y el modelo de seis bandas.

Para verificar el efecto de la cantidad de ángulos sólidos impuestos en la discretización, se efectúan dos simulaciones empleando el modelo de cuerpo gris, uno con el valor por defecto (100) y otra, imponiendo 500 ángulos sólidos. Este valor fue determinado por Lin et al. [49] como el adecuado para obtener

resultados similares en cuanto a distribución de radiación en la dirección vertical. El resultado de estas simulaciones, junto con la curva mostrada en la figura 5.1, se exhiben en la figura 5.6. Se observa que, imponiendo una mayor cantidad de ángulos sólidos, el modelo radiativo entrega una predicción más aproximada de los resultados experimentales en todo el rango de medición, aunque la discrepancia respecto a la curva experimental se da para $12 > L/r_f > 24$ aproximadamente. Cabe mencionar que este incremento en ángulos sólidos impuestos no incide de manera significativa en el tiempo de cálculo, lo cual da pie para seguir sensibilizando al respecto.

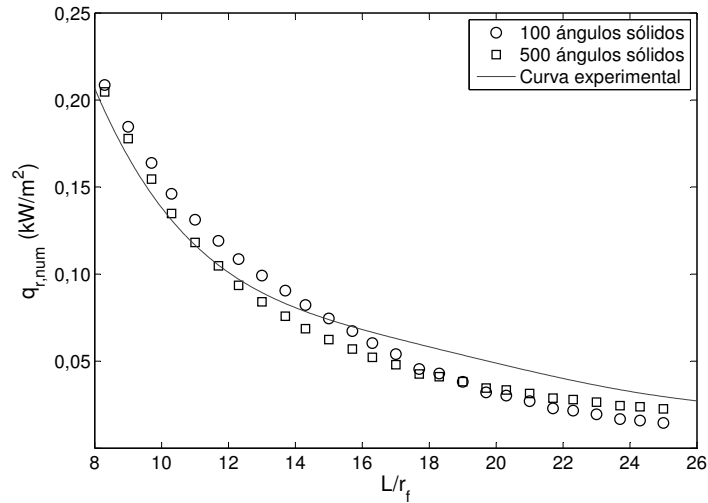


Figura 5.6: Comparación entre 100 y 500 ángulos sólidos.

5.1.3. Fracción radiativa

En el experimento se impuso un caudal de $\dot{V}_{gas} = 0,66$ L/min de etileno, con lo cual la tasa total de liberación de calor desde la llama fue:

$$\dot{Q} = \rho_{gas} \dot{V}_{gas} \Delta H_{gas} = 1,19 \left(\frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \right) \cdot \left(\frac{0,66}{60000} \right) \left(\frac{\text{m}^3}{\text{s}} \right) \cdot 47158 \left(\frac{\text{kJ}}{\text{kg}} \right) = 0,617 \text{ kW} \quad (5.1)$$

Para estimar la fracción de energía liberada como radiación térmica, por simplicidad se emplea el método de llama puntual (sección 2.1.3), en conjunto con los resultados experimentales:

$$\chi_r = \frac{\dot{q}_{r,exp}}{\dot{Q}} \quad (5.2)$$

En la ecuación anterior, $\dot{q}_{r,exp}$ corresponde a la radiación incidente obtenida experimentalmente en cada punto, mientras que \dot{Q} es la tasa total de liberación de calor calculada previamente.

En la figura 5.7 se trazan estos resultados en función de L/r_f . Se observa que la fracción radiativa oscila

en torno a un promedio de 0,31 (línea sólida en la figura 5.7), y dentro de una banda entre 0,25 y 0,35 aproximadamente, validando estos valores al ser similares a los publicados en trabajos anteriores [24].

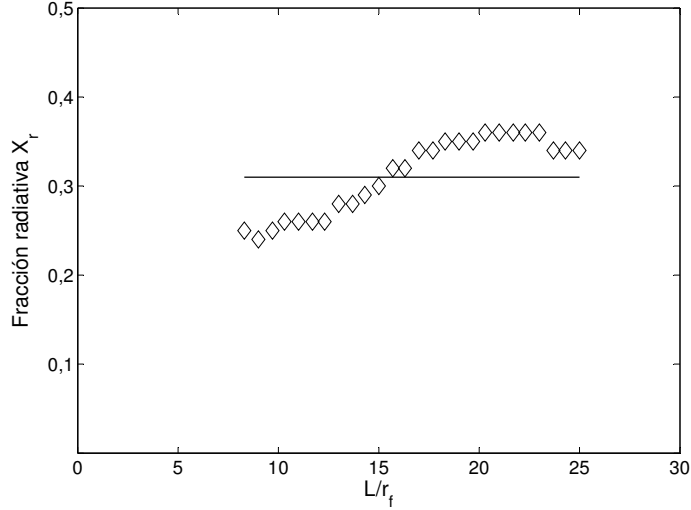


Figura 5.7: Fracción radiativa en función de la distancia normalizada.

5.1.4. Curva teórica

Empleando el método de llama sólida (sección 2.1.3) es posible trazar una curva teórica para la radiación incidente sobre un receptor ubicado a una distancia dada desde el centro de la llama, puesto que la distancia normalizada mínima impuesta en el experimento $L/r_f = 8,3$ verifica la condición $L/r_f > 3$. Se opta por este método al presentar un mayor nivel de rigurosidad. Siguiendo la nomenclatura de la figura 2.3, se tiene que $n_x = n_z = 0$ y $n_y = 1$, ya que el receptor está alineado en el eje y . De esta manera, $F_1 = F_2 = 0$. Además, el receptor se encuentra posicionado a una altura $z_r = 0,075$ m, con lo cual el ángulo θ_0 se estima como:

$$\theta_0 = \tan^{-1} \left(\frac{L}{z_f - z_r} \right)$$

Así, la radiación incidente sobre cada punto tiene la siguiente expresión teórica:

$$\dot{q}_{r,teo} = \epsilon \sigma T_f^4 F_2 \quad (5.3)$$

Donde:

$$\epsilon = 1 - \exp\left(-0,7 \frac{2r\kappa_s}{\text{sen}(\theta_0/2 + \pi/4)}\right) \quad (5.4)$$

$$F_2 = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{r_f}{L} \right)^2 (\pi - 2\theta_0 + \text{sen}(2\theta_0)) \quad (5.5)$$

En la práctica, debería considerarse T_f como la temperatura de emisión del hollín (1.722 K) puesto que estas partículas son las principales responsables de la radiación electromagnética de la llama. No obstante,

este método modela la llama como un cilindro sólido a una temperatura dada. Así, una temperatura representativa de este cilindro no corresponde a la temperatura de emisión de una baja concentración de partículas de hollín ($\gamma_s = 5,55 \cdot 10^{-6}$), sino más bien a la temperatura lograda por el volumen de gases debido al mecanismo de empuje o convección.

En la sección 2.1.7 se dispone de relaciones para estimar la temperatura que alcanza la llama mediante este mecanismo, las cuales se emplean para una altura de llama $z_f = 0,119$ m, valor experimental para un caudal de 0,66 L/min como se verificará en la sección siguiente.

■ **Penacho ideal:**

$$\Delta T(z) = 5 \cdot \left(\frac{T_\infty}{gc_p^2 \rho_\infty^2} \right)^{1/3} ((1 - \chi_r) \dot{Q})^{2/3} z^{-5/3}$$

$$\Delta T(z) = 5 \cdot \left(\frac{298}{9,8 \cdot 1,005^2 \cdot 1,18^2} \right)^{1/3} ((1 - 0,31) \cdot 0,617)^{2/3} \cdot 0,119^{-5/3} = 572 \text{ K}$$

■ **Relación de Heskestad:**

$$z_0 = 0,083 \dot{Q}^{2/5} - 1,02D$$

$$z_0 = 0,083 \cdot 0,617^{2/3} - 1,02 \cdot 0,06 = 0,007 \text{ m}$$

$$\Delta T_0(z) = 9,1 \cdot \left(\frac{T_\infty}{gc_p^2 \rho_\infty^2} \right)^{1/3} ((1 - \chi_r) \dot{Q})^{2/3} (z - z_0)^{-5/3}$$

$$\Delta T_0(z) = 9,1 \cdot \left(\frac{298}{9,8 \cdot 1,005^2 \cdot 1,18^2} \right)^{1/3} ((1 - 0,31) \cdot 0,617)^{2/3} \cdot (0,119 - 0,007)^{-5/3} = 852 \text{ K}$$

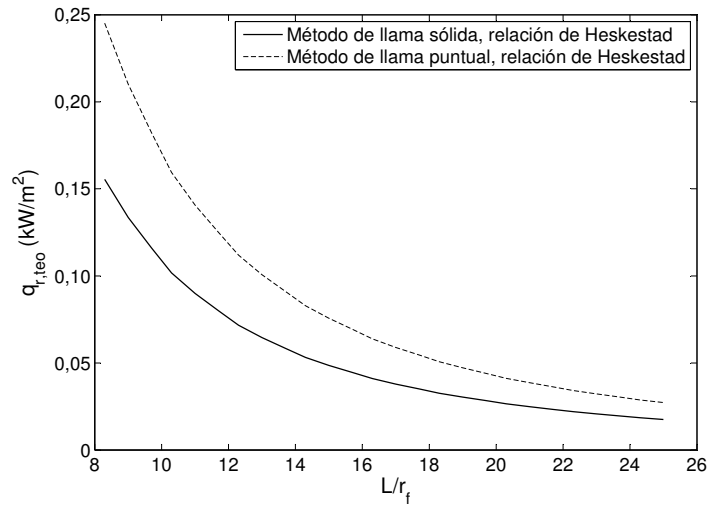


Figura 5.8: Resultado teórico para la radiación en función de la distancia normalizada.

La relación de Heskestad entrega un valor más realista para la temperatura de la llama, acorde a las investigaciones publicadas al respecto [17]. De esta manera, al considerar que $T_f = 852$ K, los métodos de llama puntual y llama sólida entrega curvas teóricas para la radiación incidente sobre un punto a una distancia dada desde el centro de la llama, la cual se ilustra en la figura 5.8. En adelante se utilizará la curva obtenida por el método de llama sólida, puesto que al considerar de mejor manera la geometría de la llama se consolida como una referencia más robusta para efectos de comparación.

5.1.5. Comparación y análisis

En las figuras 5.9 y 5.10 se trazan los resultados numéricos y experimentales obtenidos previamente, contrastados con la curva teórica obtenida por el método de llama sólida.

En primer lugar, a partir de la figura 5.9 se desprende que el modelo de seis bandas no constituye una mejora significativa a la predicción numérica del comportamiento de la llama, considerando el excesivo incremento en el costo computacional.

Por su parte, en la figura 5.10 se aprecia que, incrementando la discretización de ángulos sólidos con que se resuelve la ecuación de transporte radiativo, se logra una mejora más significativa del modelo de cuerpo gris, prediciendo el comportamiento de la llama de manera más ajustada. Esta mejora no incrementa de manera importante el requerimiento computacional, con lo cual la posibilidad de un estudio más acabado al respecto se torna atractiva.

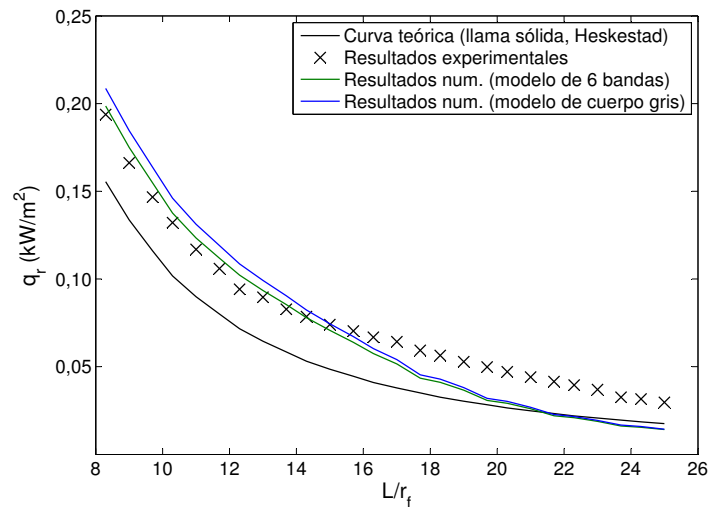


Figura 5.9: Comparación entre resultados teóricos, experimentales y numéricos (modelo radiativo).

En referencia a la figura 5.10, se observa que la predicción numérica tiende a sobreestimar levemente la radiación incidente cerca de la llama ($L/r_f < 14$ aprox.). Una explicación interesante se da en el estudio publicado por Lin et al. [49]. En este trabajo, se obtuvo la distribución vertical de radiación proveniente de una llama, para una distancia horizontal dada. Acorde a estos resultados, se estima que

la radiación alcanza un valor máximo en una posición vertical equivalente a un 30 % de la altura de la llama, aproximadamente. Sobre este nivel la predicción numérica sobreestima el resultado experimental, manteniendo la misma distribución vertical. Por último, al contrastar la producción de hollín simulada numéricamente con el registro visual de la llama se concluye que en el contorno de la llama y sobre ésta, FDS sobreestima la fracción volumétrica de hollín respecto a lo observado experimentalmente, siendo este efecto más significativo en posiciones más altas a lo largo del eje vertical.

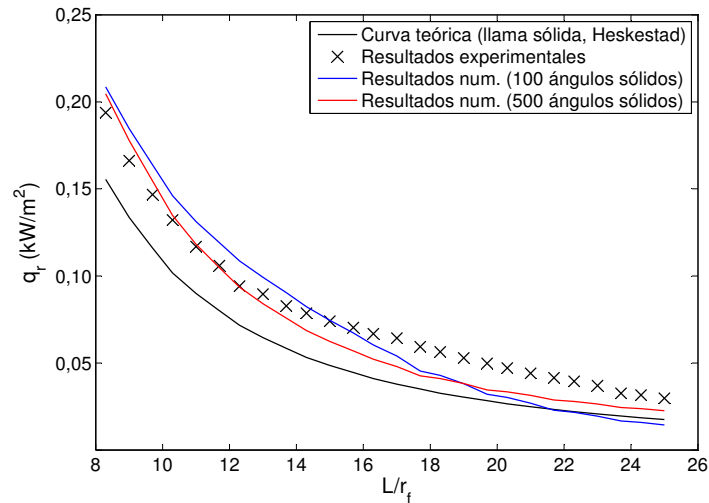


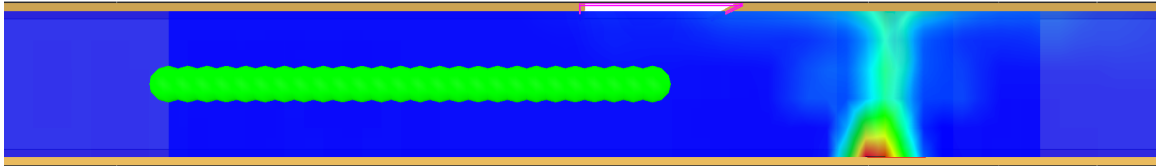
Figura 5.10: Comparación entre resultados teóricos, experimentales y numéricos (cantidad de ángulos sólidos).

Como la radiación emitida por la llama está asociada al hollín generado por la reacción, se concluye que el resultado numérico entregado por FDS tiende a predecir una mayor emisión de radiación térmica en regiones por sobre el nivel equivalente al 30 % de la altura de llama. Aplicando este razonamiento al presente estudio, hay que considerar que la altura de llama experimental osciló en torno a 120 mm y que la radiación incidente fue obtenida experimental y numéricamente a una altura de 75 mm por encima del piso del túnel, es decir, en un nivel equivalente al 63 % de la altura de llama aproximadamente. Por lo tanto, los resultados obtenidos caen en la región donde FDS sobreestima la radiación entregada por la llama.

Por otra parte, para sectores más alejados de la llama ($L/r_f > 14$ aprox.) ocurre la situación contraria, es decir, una subestimación de la radiación incidente por parte del modelo numérico. Al respecto hay que considerar que las paredes del túnel son reflectantes y tienden a calentarse, además los gases calientes tienden a moverse cerca del techo del túnel. Estos efectos combinados contribuyen a la radiación detectada por el instrumento, mientras que en el modelo numérico estos efectos son despreciados frente al mayor peso de la llama en este aspecto, debido a la sobreestimación de la fracción de hollín referida anteriormente, y a que la geometría del modelo no incorpora el sistema de recirculación de aire, con lo cual, en FDS los gases calientes evacúan rápidamente por la abertura ubicada en el techo del túnel como se aprecia en el campo de temperaturas en la figura 5.11.

Finalmente, ambos resultados, numérico y experimental, exhiben una distribución de radiación inversa-

mente proporcional a la la distancia entre el receptor y la llama. Esta tendencia se ajusta a la curva teórica y al concepto de que la radiación, al igual que otras cantidades físicas como la gravitación o los campos eléctricos, sigue una ley de proporcionalidad inversa respecto a la distancia entre el receptor y la fuente puntual.



26 dispositivos para registro de la radiación incidente.

Figura 5.11: Campo de temperaturas en un plano $y = 0$ en torno a los dispositivos numéricos.

5.2. Altura de llama en función de la potencia liberada

5.2.1. Resultado experimental

Se procede a calcular la altura de la llama para cada caudal de gas impuesto, empleando los registros en *video* obtenidos según el procedimiento respectivo (sección 3.4). El procesamiento de estos registros tiene la siguiente lógica:

1. El vídeo correspondiente a un caudal de gas dado se descompone en una secuencia de aproximadamente 260 cuadros (imágenes estáticas), donde el tamaño de cada cuadro es de 328 píxeles de ancho por 541 píxeles de alto. Por ejemplo, en la figura 5.12 se muestra una secuencia reducida de cuadros para la llama generada con un caudal $\dot{V}_{gas} = 0,74$ L/min. Desde el punto de vista informático, estos cuadros corresponden a una matriz cartesiana de píxeles (Fig. 5.13), cuyas coordenadas verticales y horizontales determinan sus posiciones dentro de la matriz. Cada píxel almacena la información de su tono o luminosidad, donde se asigna el valor 0 al tono negro, y el valor más alto al tono blanco, normalmente 255 en la escala de grises. Por lo tanto, cada píxel representa un pequeño volumen dentro del espacio, donde su valor de luminosidad puede interpretarse como el nivel de liberación de energía en dicho volumen.
2. En un cuadro cualquiera se establece el nivel donde está situada la superficie del quemador, correspondiendo en este caso a una distancia de 501 píxeles desde el borde superior de la imagen. Este valor servirá como referencia para calcular la altura de la llama en píxeles (Fig. 5.14).
3. En cada cuadro se determinan las coordenadas del píxel más alto cuyo valor supera un umbral dado de luminosidad u . Estas coordenadas determinan el punto más alto de la llama, y por ende, su altura en píxeles se calcula al restar el valor de referencia (Fig. 5.14). Para un caudal de $\dot{V}_{gas} = 0,46$ L/min, en la figura 5.15 se aprecia la variación de esta altura según el cuadro del vídeo, para un umbral de luminosidad $u = 10$.

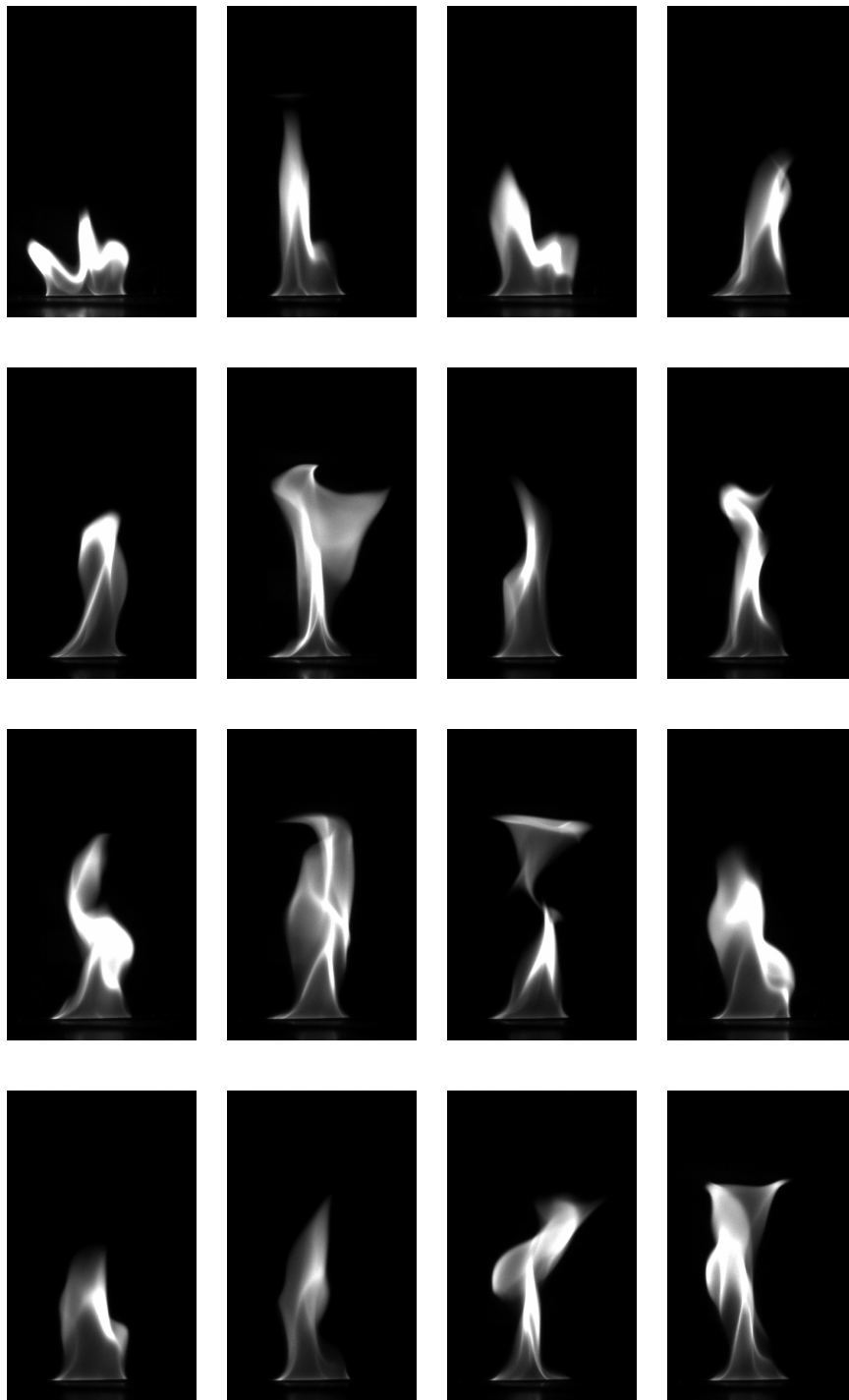


Figura 5.12: Secuencia reducida de imágenes para una llama generada con 0,74 L/min de gas.

		Coordenada x \longrightarrow									
		1	2	...	163	164	165	...	327	328	
Coordenada z \downarrow	1	1	2	...	3	1	2	...	0	2	
	2	1	2	...	0	3	2	...	4	4	
	3	3	2	...	2	1	2	...	2	4	
	4	2	2	...	1	2	3	...	2	3	
	
	498	0	0	...	16	19	15	...	0	1	
	499	0	0	...	21	17	20	...	1	1	
	500	0	0	...	19	18	18	...	0	0	
	501	0	1	...	19	18	18	...	2	0	
	
	538	0	0	...	4	4	3	...	0	0	
	539	0	0	...	4	4	1	...	0	0	
	540	0	0	...	5	2	4	...	0	0	
	541	0	0	...	4	3	4	...	1	1	

Figura 5.13: Ejemplo de una matriz de 541×328 píxeles.

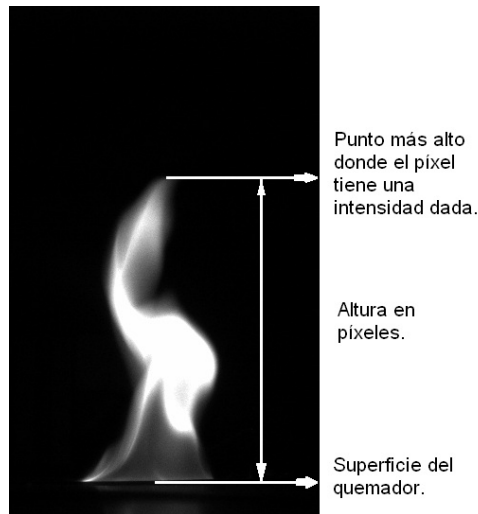


Figura 5.14: Ilustración del método para calcular la altura de la llama en una imagen estática.

4. Para la secuencia completa de imágenes correspondiente a cada caudal de gas, se calcula la altura promedio de la llama y su desviación estándar, en píxeles.
5. Mediante la imagen estática de una regla graduada en milímetros situada a la misma distancia de la cámara que la llama, se determina un factor para convertir los promedios anteriores en píxeles a promedios en milímetros. Este factor resulta ser $100/242 \approx 0,413$ mm/píxel. Luego, estos promedios en milímetros se normalizan respecto al diámetro del quemador ($D = 60$ mm). En la tabla 5.3 se muestran estos resultados en función del respectivo caudal de gas experimental, para un umbral de luminosidad 10.

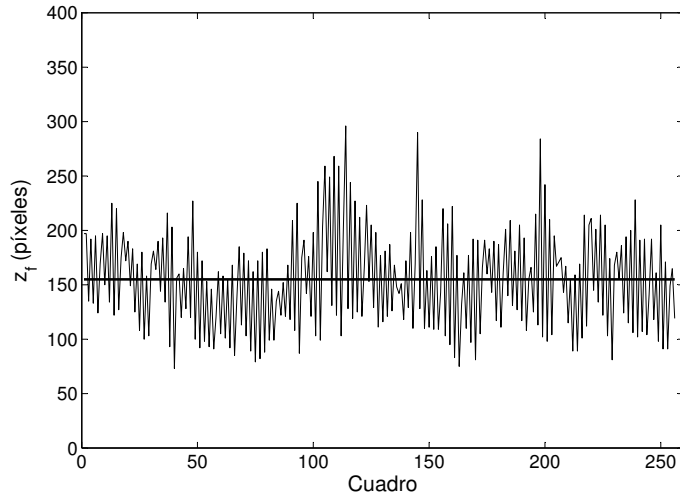


Figura 5.15: Altura de llama en píxeles considerando un umbral de luminosidad 10 y $\dot{V}_{gas} = 0,46$ L/min.

Cuadro 5.3: Altura media de llama en función del caudal de gas, para un umbral de luminosidad 10.

\dot{V}_{gas} (L/min)	z_f (píxeles)	z_f (mm)	z_f/D
0,46	155	64	1,07
0,50	194	80	1,33
0,54	227	94	1,57
0,58	260	107	1,78
0,62	258	107	1,78
0,66	296	122	2,03
0,70	302	125	2,08
0,74	311	128	2,13

El procedimiento anterior arroja un resultado cuya incertidumbre está asociada al umbral de luminosidad impuesto en el cálculo. Con el fin de ilustrar esta idea, en la figura 5.16 se muestra la altura de la llama (en píxeles) calculada en cada cuadro, considerando tres umbrales diferentes, para un caudal de 0,46 L/min. Se observa que el promedio de cada curva tiende a decaer si el umbral aumenta.

Lo que procede entonces es establecer un rango apropiado de umbrales para determinar de mejor manera la incertidumbre asociada al cálculo de la altura de llama. Con este fin, se efectúa una sensibilización cuyo resultado se observa en la figura 5.17.

En primer lugar, se verifica que para umbrales cercanos a 0 la altura calculada de esta manera no tendrá un significado físico. Por ejemplo, una altura de 500 píxeles equivale a $500 \cdot 100/242 \approx 207$ mm, cifra mayor que la altura del túnel (150 mm). Al recordar que el techo impide que la llama se desarrolle verticalmente, estas alturas no son consistentes con el experimento realizado. De manera análoga, para umbrales cercanos a 255 se infiere que la altura calculada podría lograr valores negativos debido a la luminosidad reflejada por el suelo del túnel, por citar una posible causa.

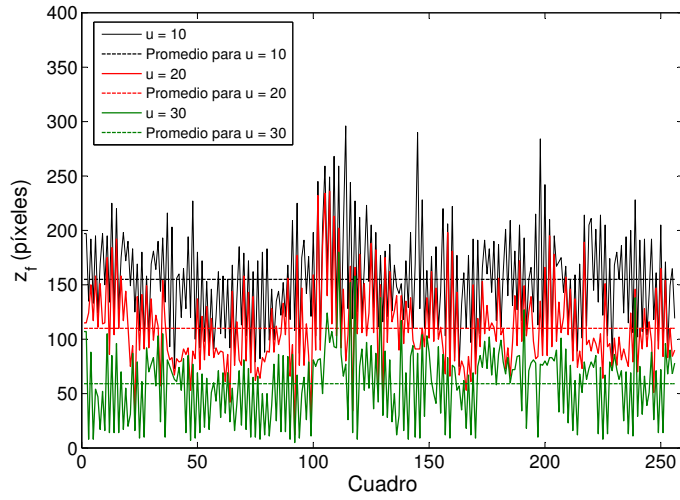


Figura 5.16: Altura de llama en píxeles considerando 3 umbrales de luminosidad para $\dot{V}_{gas} = 0,46$ L/min.

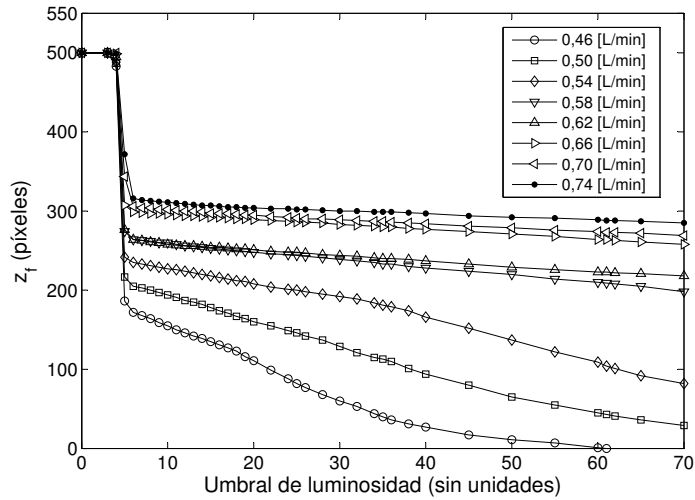


Figura 5.17: Altura media de llama en píxeles en función del umbral de luminosidad impuesto para el píxel más alto.

Por otra parte, la evolución de las curvas conlleva a establecer que a menores caudales la altura calculada será más sensible al umbral impuesto en el cálculo. En la figura 5.18 se analiza sólo la curva para $\dot{V}_{gas} = 0,46$ L/min, notándose una tendencia lineal para un tramo de umbrales entre 6 y 40.

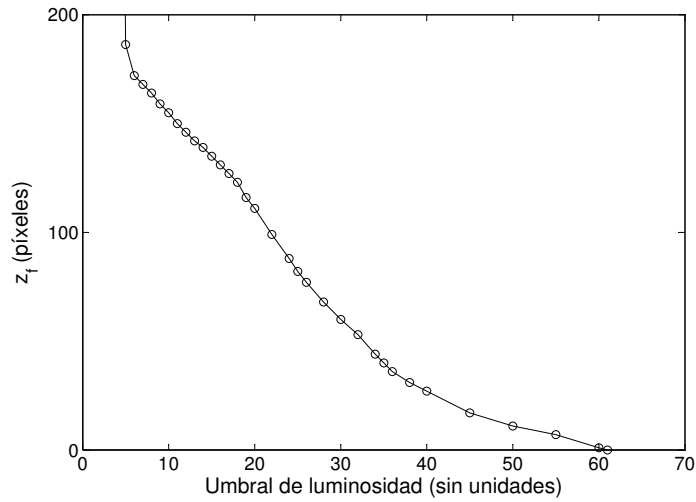


Figura 5.18: Altura media de llama en píxeles en función del umbral de luminosidad impuesto para el píxel más alto (0,46 L/min de gas).

De esta manera, el procedimiento de cálculo para un vídeo dado es:

1. Estimar la altura de la llama en cada cuadro, en píxeles, imponiendo un umbral de luminosidad mínimo de 6.
2. Promediar estos resultados y obtener su desviación estándar.
3. Repetir los dos pasos anteriores varias veces, hasta un umbral de luminosidad máximo de 40.
4. El promedio de estos resultados corresponde finalmente a la altura de la llama para el caudal de gas dado.
5. La incertidumbre superior de este promedio corresponde al resultado para un umbral 6, y la incertidumbre inferior, al resultado para un umbral de luminosidad 40.
6. Se convierten las unidades de distancia a milímetros.
7. Se normaliza la altura de la llama respecto al diámetro del quemador.

Repitiendo este procedimiento para todos los vídeos, se obtiene la altura de la llama en función del caudal de gas. Los resultados finales se muestran en la tabla 5.19. En la figura 5.19 se muestra la altura de llama normalizada en función del caudal de gas.

Cuadro 5.4: Altura de llama, resultado experimental.

\dot{V}_{gas} (L/min)	z_f (píxeles)	δz_f (píxeles)	z_f (mm)	δz_f (mm)	z_f/D
0,46	105	47	43	20	1,18
0,50	158	34	65	14	1,41
0,54	207	20	86	8	1,62
0,58	248	11	102	4	1,82
0,62	251	8	104	3	1,82
0,66	289	6	119	3	2,06
0,70	295	6	122	3	2,11
0,74	305	5	126	2	2,18

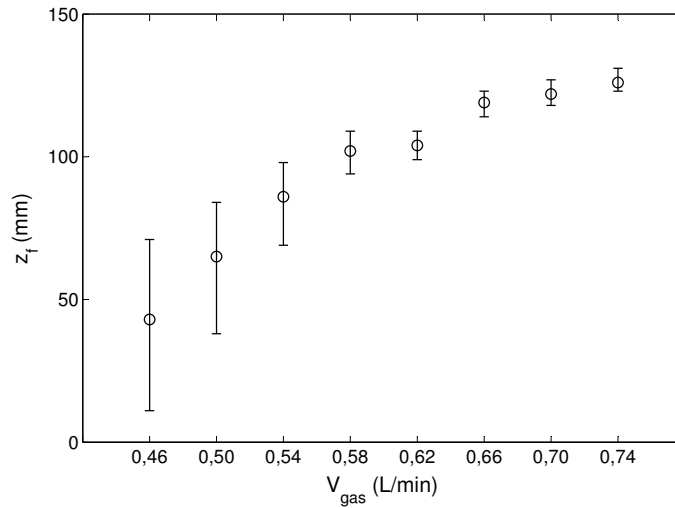


Figura 5.19: Altura de llama en función del caudal de gas impuesto experimentalmente.

5.2.2. Tasa adimensional de liberación de calor

Las correlaciones publicadas en trabajos anteriores ([35], [36]) se expresan en función de una tasa adimensional de liberación de calor, definida en la sección 2.1.6. Esta tasa adimensional representa al número de Froude, puesto que corresponde a una relación entre las fuerzas de empuje y las fuerzas de gravedad, clasificando a la llama en cuestión según su régimen dinámico. En este trabajo, experimentalmente se impuso un caudal de gas dentro de un rango entre 0,46 y 0,74 L/min, con un paso de 0,04 L/min. Por lo tanto, la tasa adimensional de liberación de calor se calcula en cada caso como:

$$\hat{Q} = \frac{\dot{Q}}{\rho_{\infty} c_p T_{\infty} \sqrt{g} D^{5/2}} = \frac{\rho_{gas} \dot{V}_{gas} \Delta H_{gas}}{\rho_{\infty} c_p T_{\infty} \sqrt{g} D^{5/2}} \quad (5.6)$$

Cuadro 5.5: Tasa adimensional de calor liberado según el caudal de gas impuesto experimentalmente.

\dot{V}_{gas} (L/min)	\dot{Q} (kW)	\hat{Q}
0,46	0,430	0,443
0,50	0,468	0,481
0,54	0,505	0,519
0,58	0,542	0,558
0,62	0,580	0,596
0,66	0,617	0,635
0,70	0,655	0,673
0,74	0,692	0,712

5.2.3. Comparación y análisis

En la figura 5.20 se muestran los resultados anteriores en función de $\hat{Q}^{2/5}$ con el fin de compararlos con los publicados por McCaffrey [34]. A partir de esta comparación emanan dos conclusiones. En primer lugar, el régimen dinámico de la llama de difusión puede catalogarse como un régimen tipo charco, o *pool fire* en inglés. Es decir, el diámetro de la llama y su altura comparten el mismo orden de magnitud y por ende el fenómeno predominante en la dinámica de la llama es el empuje o convección de los gases calientes, y no la inercia de éstos [34]. En segundo lugar, la tendencia lineal de los resultados muestran que la correlación entre la altura de la llama y la liberación de calor es efectivamente $z_f/D \propto \hat{Q}^{2/5}$.

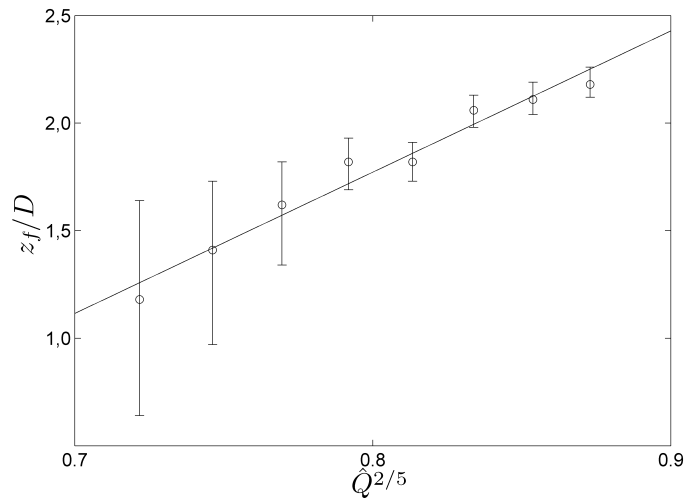


Figura 5.20: Altura normalizada de llama en función de la liberación de calor (expresado como $\hat{Q}^{2/5}$ para comparación).

Por su parte, en la figura 5.21 se compara el resultado experimental con las correlaciones obtenidas por Heskestad [35] y Quintiere [36], introducidas en la sección 2.1.6.

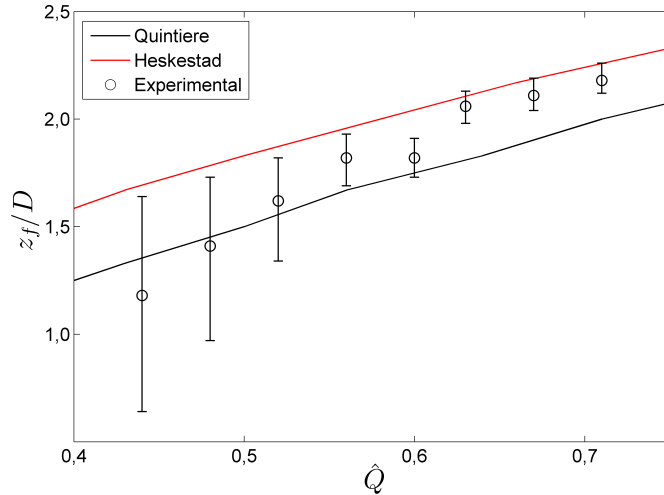


Figura 5.21: Comparación entre el resultado experimental y correlaciones para la altura de llama.

La incertidumbre en el cálculo de la altura de llama se hace en extremo patente para $\hat{Q} < 0,5$, al punto que se torna inviable analizar seriamente estos resultados. Una posible explicación consiste en que una baja inyección de combustible incide en una reacción más limpia, con una baja producción de hollín y una consiguiente reducción de la fracción radiativa. En este punto el procedimiento experimental se debilita, ya que precisamente la intensidad luminosa de la llama es lo que origina la estimación de su altura. Por otra parte, en este escenario de baja inyección la intermitencia de la llama adquiere más relevancia, puesto que esta oscilación se da más cerca de la superficie del quemador y por ende, comparte el mismo orden de magnitud con la altura promedio, generando una mayor incertidumbre en el resultado.

Por otra parte, para $\hat{Q} > 0,5$ la incertidumbre adopta valores más aceptables y enmarcados dentro de lo predicho por las correlaciones de Quintiere y Heskestad, concluyéndose que éstas son aplicables al caso de estudio. En particular, para $\hat{Q} > 0,5$ ambas correlaciones tienden a generar una banda dentro de la cual caen estos resultados. Un incremento en la tasa de liberación de calor producto de una mayor inyección de combustible se traduce en una mayor producción de hollín, ya que la difusión molecular entre el combustible y el oxidante se vuelve menos eficiente. Así, la radiación emitida por la llama adquiere más importancia, conllevando a un incremento en la altura de la llama, definida como la porción *visible* de la misma según lo explicado en la sección 2.1.6. Probablemente, una definición de altura en función de otro parámetro (la temperatura o la fracción volumétrica de hollín, por ejemplo) entregaría un resultado diferente, aunque es de esperar que hubiere mantenido la misma tendencia matemática.

Es interesante notar que si el parámetro \hat{Q} se hubiera incrementado más allá del valor 0,8, la llama habría tocado el techo y se hubiera propagado por el mismo, con lo cual estas correlaciones hubieran perdido validez. En este caso habría que recurrir a otras correlaciones, por ejemplo, las publicadas por Alpert [51], que clasifican a la llama como *débil* o *fuerte*, en función de la altura de la llama relativa a la altura del techo.

No obstante, se concluye que el techo del túnel no incide mayormente en el comportamiento de la altura de llama bajo el escenario en que se efectuó el experimento. Por lo tanto, el aparato experimental a escala construido en este trabajo es aplicable para estimar la altura que generaría un incendio en un

túnel real, pudiendo emplearse como apoyo en el diseño e instalación de sistemas de detección de fuego y humo, por ejemplo.

5.3. Influencia de la operación de cortinas de aire DJ-DF

5.3.1. Resultado experimental

En este caso, se obtiene la altura de llama en función del caudal de gas impuesto experimentalmente, para un escenario donde la llama de difusión se desarrolla dentro de una celda de confinamiento generada por la acción de dos cortinas DJ-DF. Cabe recordar que las velocidades impuestas fueron de 3 y 5 m/s en la cortina de aire caliente y frío, respectivamente. El procedimiento para la obtención de resultados es el mismo descrito en la sección anterior (5.2) para un vídeo dado:

1. Se descompone el vídeo en una secuencia de cuadros.
2. En cada cuadro se determina el píxel más alto cuyo valor supera un umbral de intensidad dado, estimándose la altura de la llama en píxeles respectiva.
3. Se promedia esta altura para la secuencia completa de cuadros y se determina su desviación estándar.
4. Para sensibilizar este resultado respecto al umbral de intensidad, se repiten los pasos anteriores para un nuevo umbral. Por ejemplo, en la figura 5.22 se muestra esta sensibilización para un caudal de 0,46 L/min.
5. Este procedimiento se repite para todos los vídeos, correspondientes a cada caudal de gas impuesto. La sensibilización respecto al umbral de intensidad para todos los caudales se muestra en la figura 5.23.
6. Para cada caudal de gas, la altura de la llama corresponde entonces al promedio entre los resultados obtenidos para cada umbral de intensidad entre 6 y 40. La incertidumbre superior corresponde al promedio para un umbral 6, y la incertidumbre inferior, al promedio para un umbral 40.
7. Se convierten las unidades de distancia a milímetros.

En la figura 5.24 se muestra el resultado final, apreciándose una tendencia similar al caso de operación sin cortinas DJ-DF.

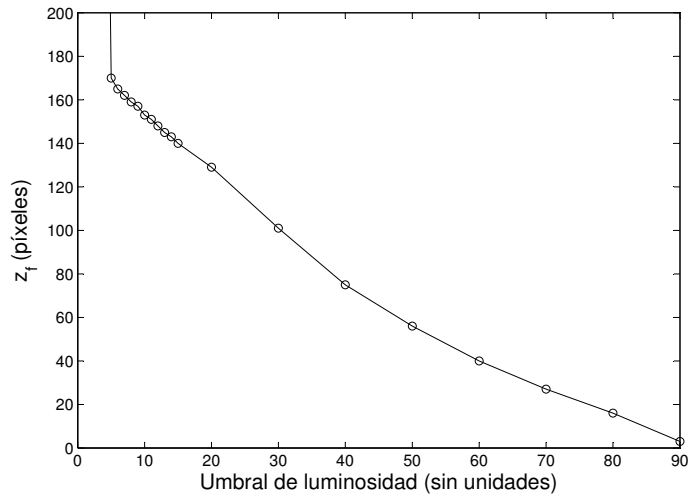


Figura 5.22: Altura de llama en píxeles en función del umbral de luminosidad impuesto para el píxel más alto ($\dot{V}_{gas} = 0,46$ L/min). Operación con cortinas DJ-DF.

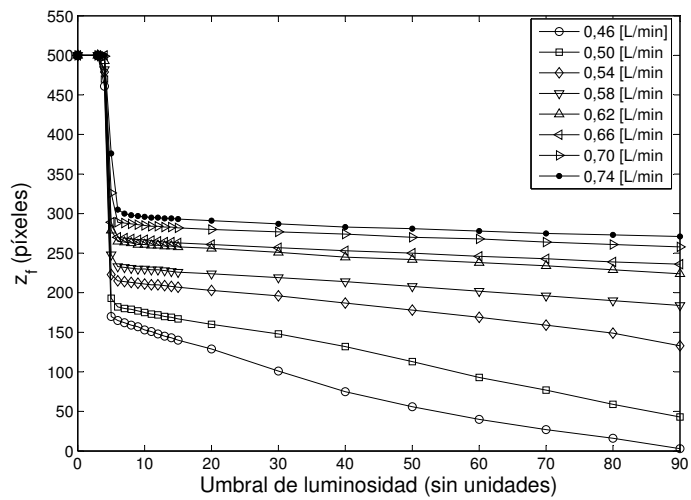


Figura 5.23: Altura de llama en píxeles en función del umbral de luminosidad impuesto para el píxel más alto. Operación con cortinas DJ-DF.

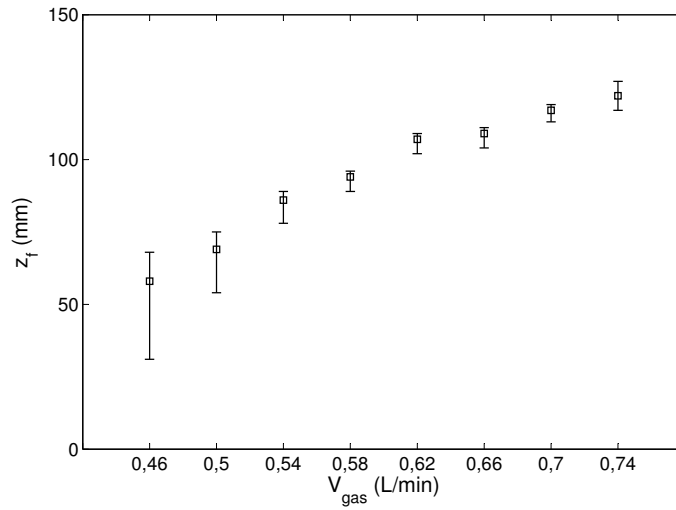


Figura 5.24: Altura de llama en función del caudal de gas impuesto experimentalmente. Operación con cortinas DJ-DF.

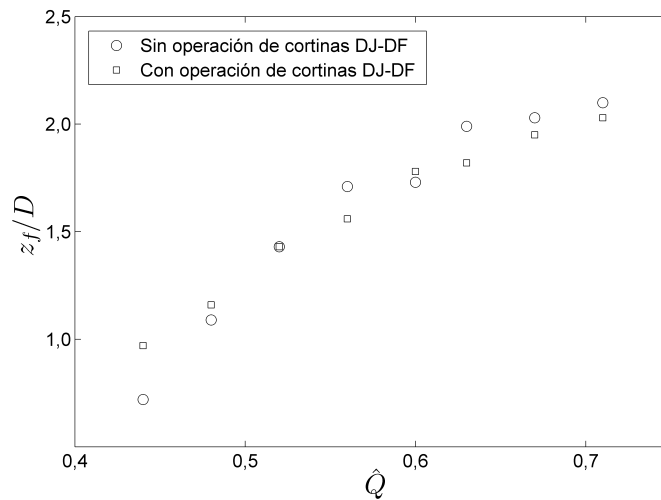


Figura 5.25: Efecto de la operación de las cortinas DJ-DF sobre la altura de llama.

5.3.2. Comparación y análisis

En la figura 5.25 se muestra la altura de llama para los dos escenarios analizados. Aun cuando la incertidumbre es notable y no se pueda emitir un juicio categórico al respecto, en general se observa que para una baja liberación de calor, la altura de la llama tiende a incrementarse por la acción de las cortinas, mientras que lo contrario se aprecia para tasas más altas.

Una interpretación física de la primera situación consiste en lo siguiente. Las cortinas tienden a renovar la cantidad de oxígeno en la zona baja del túnel, puesto que el impacto de la cortina en el suelo impulsa aire tanto hacia dentro como fuera de la celda. Dependiendo del régimen dinámico de las cortinas, Gupta et al. [1] concluyen que la configuración DJ-DF genera una deflexión de la cortina en dirección a la fuente térmica, lo que realza la importancia de la renovación de oxígeno antes citada. En esta región de impacto, la transferencia de calor y masa es más débil, con lo cual una llama más baja debería tender a ser menos influida por el efecto general de confinamiento. Por último, la renovación además mejora la mezcla entre el aire y el combustible, lo que permite quemar más combustible y mejorar su eficiencia. En definitiva, estos factores en conjunto inciden favorablemente sobre el desarrollo de la llama, al menos durante la duración del experimento. Es factible inferir que manteniendo la llama activa durante más tiempo, los productos de combustión recirculados desplazarían paulatinamente al oxígeno disponible inicialmente al interior de la celda, situación que daría paso a la extinción de la llama.

Cuando se incrementa la tasa de liberación de calor, la capacidad de confinamiento de las cortinas adquiere más relevancia. En este caso las cortinas efectivamente actúan como una resistencia a la transferencia de calor y masa desde la zona exterior de la celda, puesto que la altura de la llama comparte el mismo orden de magnitud con la altura del túnel. Según Felis [6] el tramo de la cortina más cercano al techo es el que presenta mayor capacidad de confinamiento, por lo tanto actúa como una barrera efectiva a la transferencia de aire desde el exterior. La reacción química requiere más oxígeno para sostenerse, cuya concentración decae al interior de la celda puesto que una fracción es expulsada hacia el exterior de la celda cuando las cortinas impactan el suelo [6, 11]. La mezcla se torna más rica, lo que provoca un aumento en la fracción de hollín y una reducción de la altura de la llama.

La conclusión que emana de este análisis es que la celda de confinamiento cumple su objetivo de aplacar o al menos mermar la capacidad destructiva de la llama. No obstante, la tasa de liberación de energía determinará en cuanto tiempo la celda cumplirá este objetivo, dando cabida a una posible línea de investigación en ese sentido. Otro escenario interesante de analizar a futuro es aquel donde una alta inyección de combustible logre que la llama toque el techo y se propague hacia las cortinas, en cuyo caso es difícil predecir a priori si los chorros de aire actuarán como un agente extintor al desplazar el oxígeno, o favorezcan el crecimiento y propagación de la llama al mejorar la difusión entre combustible y oxidante.

Capítulo 6

Conclusiones

En la primera etapa de este trabajo se logró diseñar, construir y montar exitosamente el aparato experimental, consistente en un quemador estándar de llama de difusión. Este quemador contiene un disco de material poroso que homogeneiza la velocidad de salida del gas. El aparato experimental exigió instalar además: un sistema de refrigeración, que mediante un flujo de agua aproximado de 1 L/min mantiene en un nivel aceptable la temperatura del disco poroso; un circuito de gas equipado con un flujómetro de alta precisión, que entrega un flujo de gas controlado máximo de 10 L/min; y un sistema de encendido remoto, que genera una chispa en la inmediación del flujo de gas, siendo comandado desde fuera de la instalación. Cabe mencionar que el quemador es capaz de entregar, en forma precisa, una potencia máxima de 10 kW, lo que equivale a simular un incendio que libera 68 MW aproximadamente. Dicho esto, es de esperar que el aparato sirva de apoyo a futuros trabajos relacionados al ámbito de protección contra incendios, ya sea mediante cortinas de aire u otro dispositivo de confinamiento.

Una vez dispuesto el aparato experimental, se procedió a caracterizar el comportamiento de la llama mediante el registro y obtención de datos experimentales de radiación y altura de llama. En el primer caso, para una liberación de energía dada, se midió la radiación en 26 puntos igualmente espaciados a lo largo de un tramo del túnel, con el radiómetro enfocando directamente hacia el plano de la llama. Al promediar estos resultados es posible trazar una distribución de radiación a lo largo del túnel. Esta curva se comparó con la predicción numérica entregada por el programa *Fire Dynamics Simulator* (FDS), con el cual se construyó un modelo reducido de la instalación y, mediante condiciones de borde adecuadas, se simuló exitosamente el desarrollo de la llama al interior del túnel. Contrastando estos datos experimentales y numéricos, se concluye que la distribución de radiación es correctamente simulada por el programa, validando los modelos numéricos que emplea para simular la llama a un costo computacional bastante aceptable. No obstante, el programa sobrestima levemente la producción de hollín, con lo cual el ajuste de datos no es completo.

Por otra parte, al analizar las mediciones de altura de llama, se concluye que siguen la tendencia propuesta por las correlaciones de Quintiere y Heskestad, dando cuenta de su aptitud para predecir o extrapolar condiciones distintas a las experimentadas. En lo referente a la incertidumbre de los resultados, se observa que una baja liberación de calor incide de manera dramática en este ítem. Hay que recalcar que la altura de la llama se calcula de manera indirecta al registrar la intensidad luminosa emitida por las partículas de hollín. Por lo tanto, una baja liberación de calor, originada por una baja inyección de combustible, genera una combustión más eficiente, con menor producción de hollín, y con un mayor grado de intermitencia. Ambos factores causan la incertidumbre mencionada anteriormente. Si bien la medición es más precisa para mayores liberaciones de energía, en esta situación la llama toca el techo del túnel, con lo cual las

correlaciones actuales pierden validez, siendo necesario emplear otros modelos.

Por último, se registró la altura de llama con la celda de confinamiento funcionando. Al comparar estos resultados con los anteriores, este experimento arroja una interesante conclusión acerca de la influencia de las cortinas sobre el desarrollo de la llama. A menores tasas de liberación de energía, su altura promedio desciende. Sin embargo no conviene ser tajantes en este aspecto, ya que la incertidumbre experimental y la intermitencia de la llama son elevadas, como se concluyó anteriormente. Si se deja de lado esta incertidumbre y se analiza sólo el promedio, se concluye que las cortinas tienden a favorecer la combustión, lo que se traduce en una mayor altura de llama respecto al caso con cortinas apagadas. Esto es ocasionado por la deflexión de las cortinas hacia el interior de la celda, ocasionando que el combustible y el oxidante mezclen de mejor forma. Por el contrario, a mayores tasas de liberación de energía, las cortinas efectivamente reducen la altura de la llama. Esto es lo esperable, ya que la porción de la cortina más cercana al techo es la más eficiente en cuanto a confinar transferencias de calor y masa, actuando como una barrera a la entrada del oxígeno necesario para que se preserve la reacción química.

En vista de las conclusiones anteriores, y en relación a los objetivos de este trabajo, se concluye finalmente que:

1. Se construyó de manera exitosa el aparato experimental necesario para generar una llama de difusión al interior de la instalación existente.
2. Se caracterizó la radiación emitida por la llama en función de la distancia, validando el programa FDS como apoyo fundamental en la modelación numérica de los experimentos.
3. Se estudió la influencia de la operación de las cortinas DJ-DF, concluyendo que existe un rango o escenario en que efectivamente logran confinar a la llama, tendiendo a provocar su extinción.

Como punto final a este trabajo, cabe sugerir posibles mejoras o experimentos para complementar esta línea de investigación:

1. Medir experimentalmente la distribución vertical de la radiación proveniente de la llama desde un nivel cercano al suelo hasta uno cercano al techo del túnel.
2. Sensibilizar la influencia de las cortinas respecto a la configuración del par de velocidades en cada chorro. En paralelo, determinar el tiempo que demora la llama en extinguirse, situación que se observó de manera cualitativa en el desarrollo de este trabajo.
3. Cuantificar experimentalmente la propagación de la llama por el techo para validar las correlaciones existentes al respecto. Cabe mencionar que el material del techo del túnel es acero refractario, que resiste altas temperaturas pero se dilata notablemente según lo observado en este trabajo.
4. Sensibilizar la predicción numérica respecto al límite de producción de hollín, parámetro que es posible modificar en FDS.
5. Describir los mecanismos de transporte turbulento en la cortina mediante la medición y análisis de perfiles de velocidad y temperatura en ésta.

Bibliografía

- [1] S. Gupta, M. Pavageau, J.C. Elicer-Cortés. *Cellular confinement of tunnel sections between two air curtains*. Building and Environment 42 (2007) pp. 3352–3365.
- [2] F. González. *Diseño y construcción de la instalación experimental para el estudio de confinamiento de escalares activos mediante cortinas de aire en impacto*. Memoria para optar al título de Ingeniero Civil Mecánico, Universidad de Chile (2005).
- [3] J. Celis. *Estudio del confinamiento de un escalar activo entre dos cortinas de aire en impacto, mediante mediciones de temperaturas por termocuplas*. Tesis para optar al grado de Magíster en Ciencias de la Ingeniería mención Mecánica, Universidad de Chile (2008).
- [4] J. Fernández. *Estudio numérico del confinamiento de escalares activos por cortinas de aire en impacto*. Tesis para optar al grado de Magíster en Ciencias de la Ingeniería mención Mecánica, Universidad de Chile (2006).
- [5] J.C. Elicer-Cortés, R. Demarco, A. Valencia, M. Pavageau. *Heat confinement in tunnels between two double-stream twin-jet air curtains*. International Communications in Heat and Mass Transfer 36 (2009) pp. 438-444.
- [6] F. Felis, M. Pavageau, J.C. Elicer-Cortés, T. Dassonville. *Simultaneous measurements of temperature and velocity fluctuations in a double stream - twin jet air curtain for heat confinement in case of tunnel fire*. International Communications in Heat and Mass Transfer 37 (2010) pp. 1191-1196.
- [7] M. Lecaros, J.C. Elicer-Cortés, A. Fuentes, F. Felis. *On the ability of twin jets air curtains to confine heat and mass inside tunnels*. International Communications in Heat and Mass Transfer 37 (2010) pp. 970-977.
- [8] J. Rivera, J.C. Elicer-Cortés, M. Pavageau. *Turbulent heat and mass transfer through air curtains devices for the confinement of heat inside tunnels*. International Communications in Heat and Mass Transfer 38 (2011) pp. 688-695.
- [9] F. Crisóstomo. *Estudio numérico para el confinamiento de calor al interior de túneles usando el código FDS*, Tesis para optar al grado de Magíster en Ciencias de la Ingeniería mención Mecánica, Universidad de Chile (2010).
- [10] P. Cecchi. *Estudio experimental del transporte de calor turbulento a través de cortinas de aire para confinamiento de calor al interior de túneles*, Memoria para optar al título de Ingeniera Civil Mecánica, Universidad de Chile (2010).

- [11] J. Schneider. *Estudio experimental del transporte de calor turbulento a través de cortinas de aire para el confinamiento de calor en túneles*, Tesis para optar al grado de Magíster en Ciencias de la Ingeniería mención Mecánica, Universidad de Chile (2012).
- [12] I. Glassman & R. Yetter. *Combustion*. 4th Ed., Elsevier Inc. (2008)
- [13] R. Bilger. *Turbulent diffusion flames*. Annual Review of Fluid Mechanics 21 (1989) pp. 101–135.
- [14] S. De Luliis, F. Migliorini, F. Cignoli, G. Zizak. *2D soot volume fraction imaging in an ethylene diffusion flame by two-color laser-induced incandescence (2C-LII) technique and comparison with results from other optical diagnostics*. Proceedings of the Combustion Institute 31 (2007) pp. 869-876.
- [15] A. Fuentes, G. Legros, A. Claverie, P. Joulain, J. Vantelon, J. Torero. *Interactions between soot and CH* in a laminar boundary layer type diffusion flame in microgravity*. Proceedings of the Combustion Institute 31 (2007) pp. 2685-2692.
- [16] Z.A. Mansurov. *Soot Formation in Combustion Processes (Review)*. Combustion, Explosion, and Shock Waves 41 (2005) pp. 727-744.
- [17] C. McEnally, A. Schaffer, M. Long, D. Pfefferle, M. Smooke, M. Coket, R. Hall. *Computational and experimental study of soot formation in a coflow, laminar ethylene diffusion flame*. Twenty-Seventh Symposium (International) on Combustion / The Combustion Institute (1998) pp. 1497-1505.
- [18] N.S. Titova, S.A. Torokhov, A.M. Starik. *On Kinetic Mechanisms of n-Decane Oxidation*. Combustion, Explosion, and Shock Waves 47 (2011) pp. 129–146.
- [19] N.V. Nederlandse Gasunie. *Physical properties of natural gases*. (1988)
- [20] INDURA S.A. *Manual de gases*. Registro 67.127 (2006).
- [21] R. Siegel & J. Howell. *Thermal Radiation Heat Transfer*. 3rd Ed., Hemisphere Publishing Corporation. (1992)
- [22] C.L. Tien, K.Y. Lee, A.J. Stretton. *Radiation Heat Transfer*. SFPE Handbook of Fire Protection Engineering. 3rd Ed., National Fire Protection Association. (2002)
- [23] B. Karlsson & J. Quintiere. *Enclosure fire dynamics*. CRC Press LLC. (2000)
- [24] B. McCaffrey. *Some Measurements of the Radiative Power Output of Diffusion Flames*, Paper No. WSS/CI 81-15, Western States Section/Combustion Institute Meeting, Pullman, Washington (1981).
- [25] C. Beyler. *Fire Hazard Calculations for Large, Open Hydrocarbon Fires*. SFPE Handbook of Fire Protection Engineering. 3rd Ed., National Fire Protection Association. (2002)
- [26] A.T. Modak. *Thermal Radiation from Pool Fires*. Combustion and Flame 29 (1977) pp. 177-192.
- [27] A. Dayan, C.L. Tien. *Radiant Heating from a Cylindrical Fire Column*. Combustion Science and Technology 9 (1974), pp. 41-47.
- [28] J. Quintiere. *Scaling applications in fire researchs*. Fire Safety Journal 15 (1989) pp. 3-29.

- [29] H. Ingason, *Design fires in tunnels*, Safe and Reliable Tunnels Innovative European Achievements, Second International Symposium, Lausanne (2006).
- [30] E. Gengembre. *Contribution à l'étude des flammes de diffusion turbulentes à bas nombre de Froude*. Thèse de Docteur-Ingénieur, Université de Poitiers (1983).
- [31] E. Zukoski, B. Cetegen, T. Kubota. *Visible structure of buoyant diffusion flames*. Proceedings of the Combustion Institute 20 (1984) pp. 361-366.
- [32] J.L. Consalvi, Y. Pizzo, B. Porterie, J.L. Torero. *On the flame height definition for upward flame spread*. Fire Safety Journal 42 (2007) pp. 384-392
- [33] T.G. Ma, J.G. Quintiere. *Numerical simulation of axi-symmetric fire plumes: accuracy and limitations*. Fire Safety Journal 38 (2003) pp. 467-492.
- [34] B. McCaffrey. *Flame Height*, SFPE Handbook of Fire Protection Engineering, 2nd Ed., National Fire Protection Association. (1995)
- [35] G. Heskestad. *Fire Plume Air Entrainment According to Two Competing Assumptions*. Proc. Combust. Inst. 21 (1988) pp. 111-120.
- [36] J. Quintiere, B. Grove. *A unified analysis for fire plumes*. Proceedings of the Combustion Institute 27 (1998) pp. 2757-2766.
- [37] F. Kempel, B. Scharrel, G.T. Linteris, S.I. Stoliarov, R.E. Lyon, R.N. Walters, A. Hofmann. *Prediction of the mass loss rate of polymer materials: Impact of residue formation*. Combustion and Flame 159 (2012) pp. 2974-2984.
- [38] M.A. Delichatsios, G.W.H. Silcocka, X. Liub, M. Delichatsios, Y.P. Lee. *Mass pyrolysis rates and excess pyrolysate in fully developed enclosure fires*. Fire Safety Journal 39 (2004) pp. 1-21.
- [39] L.H. Hu, S. Liu, W. Peng, R. Huo. *Experimental study on burning rates of square/rectangular gasoline and methanol pool fires under longitudinal air flow in a wind tunnel*. Journal of Hazardous Materials 169 (2009) pp. 972-979.
- [40] AICEN Industries Ltd. *Technical data of AICEN sintered bronze components*. <<http://www.aicen-sintermetal.com>>[consulta: 3 de diciembre de 2012].
- [41] Holthuis & Associates. <<http://flatflame.com/bronze.htm>>[consulta: 3 de diciembre de 2012].
- [42] S. Prucker, W. Meier, W. Stricker. *A flat flame burner as calibration source for combustion research: temperatures and species concentrations of premixed H₂/air flames*. Review of Scientific Instruments 65 (1994) pp. 2908-2911.
- [43] F. Migliorini, S. De Iuliis, F. Cignoli, G. Zizak. *How "flat" is the rich premixed flame produced by your McKenna burner?* Combustion and Flame 153 (2008) pp. 384-393.
- [44] Aalborg Industries. *Operating Manual, GFM Mass Flow Meters*. Technical Data Sheet No. TD9411M Rev. K. (2010)
- [45] Air Liquide. <<http://encyclopedia.airliquide.com>>[consulta: 3 de diciembre de 2012].

- [46] Medtherm Corporation, 64 series. *Heat flux transducers and infrared radiometers for the direct measurement of heat transfer rates*. Bulletin 118, 8/02.
- [47] K. McGrattan, S. Hostikka, J. Floyd. *Fire Dynamics Simulator (Version 5) User's Guide*. NIST Special Publication 1019-5. (2009)
- [48] K. McGrattan, H. Baum, R. Rehm, S. Hostikka, J. Floyd. *Fire Dynamics Simulator (Version 5) Technical Reference Guide*. NIST Special Publication 1018-5. (2009)
- [49] C. Lin, Y. Ferng, W. Hsu. *Investigating the effect of computational grid sizes on the predicted characteristics of thermal radiation for a fire*. Applied Thermal Engineering 29 (2009) pp. 2243–2250.
- [50] J.R. Taylor. *An introduction to error analysis - the study of uncertainties in physical measurements*. 2th Ed., University Science Books. (1997)
- [51] R. Alpert. *Ceiling Jet Flows*. SFPE Handbook of Fire Protection Engineering. 3rd Ed., National Fire Protection Association. (2002)
- [52] Fluke Corporation. *Emissivity values of common materials*. Doc. 12/2009 3038318B H-EN-N. <<http://www.fluke.com/fluke/m3en/solutions/thermal-imaging/default.htm>>[consulta: 3 de diciembre de 2012].
- [53] G. Hartung, J. Hult, C. Kaminski. *A flat flame burner for the calibration of laser thermometry techniques*. Measurement Science and Technology 17 (2006) pp. 2485-2493.

Apéndice A

Instalación experimental

A.1. Descripción general

La instalación experimental consiste en un prototipo de túnel construido en acero inoxidable refractario AISI 310S, en una escala geométrica 1:34 respecto a la altura real de un túnel vial. Una fuente térmica ubicada en el suelo del túnel simula la potencia liberada por un incendio, provocando un campo de temperatura dentro del espacio del túnel. Alrededor de la fuente térmica, se genera una celda de confinamiento gracias a la acción de dos cortinas de aire tipo DJ-DF (Fig. 1.1). El comportamiento térmico y dinámico de estas cortinas conforma el principal objeto de estudio para el cual fue concebida esta instalación.

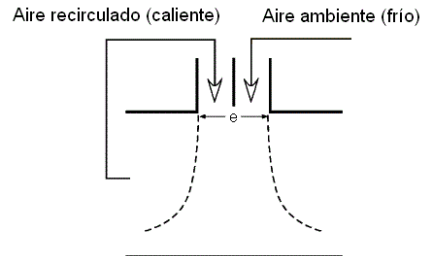


Figura A.1: Sistema doble jet - doble flujo.

Conceptualmente, la cortina DJ-DF corresponde a un arreglo de dos chorros de aire, o *jets*, uno de los cuales es alimentado directa y completamente desde el espacio a confinar, mientras que el segundo provee aire en condiciones ambientales desde el exterior de la instalación (Fig. A.1). Tanto el túnel como los circuitos de aire están montados en una estructura construida con perfiles MICRO de aleación de aluminio Al-Mg-Si 6060 T5, de fabricación italiana según norma UNI 9006-1 [2]. La orientación norte-sur en que se encuentra dispuesta la instalación, permite diferenciar cada subsistema, los cuales se explican a continuación.

- **Dos circuitos de aire caliente (norte y sur):** en cada uno de estos circuitos se impulsa aire caliente tomado desde una abertura situada en el techo del túnel sobre la celda de confinamiento, siendo reenviado hacia la boquilla de aire caliente gracias a un ventilador accionado por un motor asíncrono controlado con mediante un generador de funciones (Fig. A.2a).

- **Dos circuitos de aire frío (norte y sur):** en cada uno se toma aire fresco desde el exterior del túnel, y se envía hacia el respectivo *jet* de aire frío mediante un ventilador controlado con un variador de voltaje (Fig. A.2b).

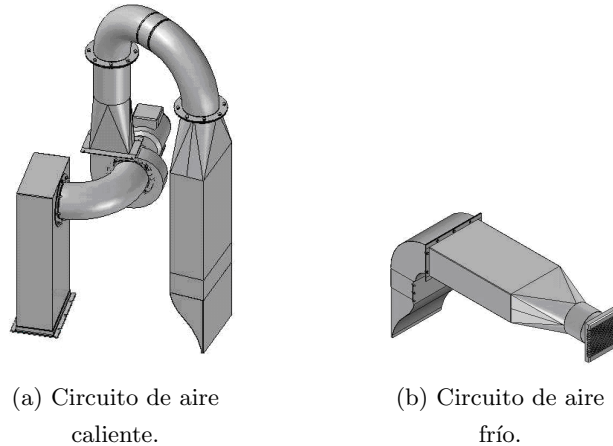


Figura A.2: Circuitos de circulación de aire.

- **Fuente de calor por efecto Joule:** consiste en una resistencia eléctrica *Kanthal Super 1700 12/24*, alimentada mediante un transformador de 380 V monofásico en el primario y voltaje secundario fijo en 3, 7, 10 o 12 V. La máxima potencia de alimentación es de 7,5 kVA, correspondiente a una potencia real máxima de 7 kW y una temperatura superficial de 1550°C aproximadamente.
- **Instrumentación para medición del campo de velocidad en el flujo:** consiste en un equipo anemómetro LDV (*Láser Doppler Velocimetry*) marca MSE (*Measurement Science Enterprise, Inc.*), modelo MiniLDV (A.4), el cual dispone de dos rayos láser de diferente longitud de onda, uno de 658 nm y otro de 785 nm, empleados para medir la magnitud de la velocidad del flujo en los ejes *x* e *y*, respectivamente. Para tal efecto, el equipo LDV cuenta con un sistema de adquisición y control propios, cuyo software entrega series temporales de velocidad en forma digital.
El equipo LDV se encuentra montado en una plataforma de material acrílico que permite su desplazamiento en las direcciones *x* e *y*, mediante dos tornillos de potencia accionados por motores paso a paso. Puesto que la anemometría láser requiere la presencia de partículas dentro del flujo de aire para medir su velocidad, dos generadores de humo en base a glicerina permiten inyectar partículas muy pequeñas (del orden de 1 micra) en cada circuito de aire.
- **Instrumentación para medición del campo de temperatura en el flujo:** Para este efecto se emplea una termocupla fina tipo K (níquel-cromo) marca *Omega*, cuya longitud y diámetro de punta son 140 mm y 25 mm, respectivamente. La señal del voltaje generado por la termocupla se adquiere mediante una tarjeta *Data Translation*, modelo DT322 (resolución de 16 bits y un rango de medición de 10 V), previo paso por un filtro y un amplificador. La termocupla requiere una terminal conectada a un estado de referencia, el cual se establece posicionando esta terminal en un baño de agua destilada congelada a 0°C.

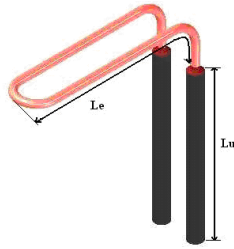


Figura A.3: Resistencia eléctrica.

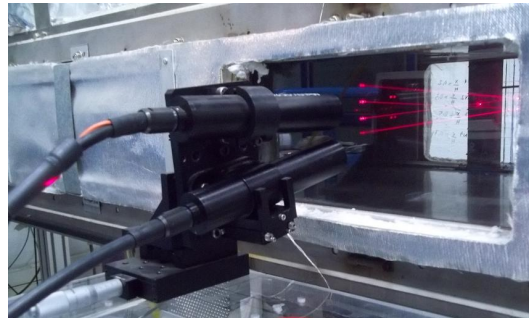


Figura A.4: Equipo LDV.

A.2. Esquema general de la instalación

En referencia a la figura A.5 la instalación tiene las siguientes componentes:

1. Computador principal para adquisición de datos.
2. Tarjeta DT322 para medición de temperatura.
3. Amplificador y filtro pasa-baja para medición de temperatura.
4. Baño frío utilizado como referencia para la termocupla.
5. Generador de funciones para comando de los variadores de frecuencia que controlan los motores asíncronos para circulación de aire caliente.
6. Variador de voltaje para fuente térmica.
7. Sistema LDV para medición del campo de velocidad.
8. Termocupla fina.
9. Cámara para extracción de aire frío y humo para *jet* frío.
10. Máquina generadora de humo para inyección en *jet* caliente.

11. Máquina generadora de humo para inyección en *jet* frío.
12. *Variac* AC para ventilador de aire frío, lado sur.
13. *Variac* AC para ventilador de aire frío, lado norte.
14. Motor asíncrono para ventilador de aire caliente, lado sur.
15. Motor asíncrono para ventilador de aire caliente, lado norte.
16. Ventilador axial para circulación de aire frío, lado sur.
17. Ventilador axial para circulación de aire frío, lado norte.
18. Ventilador centrífugo para circulación de aire caliente, lado sur.
19. Ventilador centrífugo para circulación de aire caliente, lado norte.
20. Variadores de frecuencia para control de motores asíncronos.
21. Fuente térmica (resistencia eléctrica).
22. Tarjeta controladora de motor paso a paso para desplazamiento vertical de la termocupla.
23. Tarjeta controladora de motor paso a paso para desplazamiento horizontal de la termocupla.
24. Motor paso a paso para desplazamiento vertical de la termocupla.
25. Motor paso a paso para desplazamiento horizontal de la termocupla.
26. Motor paso a paso para desplazamiento vertical del sistema LDV.
27. Motor paso a paso para desplazamiento horizontal del sistema LDV.

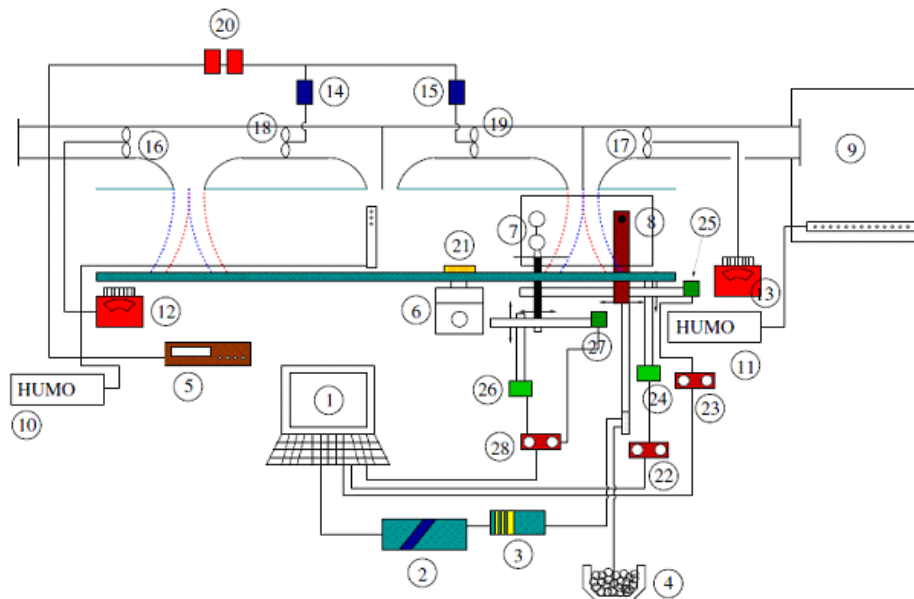


Figura A.5: Diagrama de la instalación.

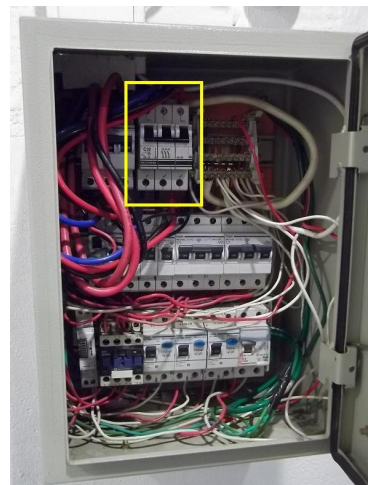
A.3. Protocolos de operación

A.3.1. Encendido y apagado de la fuente térmica

1. Conectar enchufe macho de la fuente de poder a la toma de 380 V monofásico (Fig. A.6a).
2. En el tablero eléctrico general (Fig. A.6b), verificar que el interruptor de la red monofásica de 380 V esté en posición superior. Se debe tener extrema precaución en no tocar otros componentes del tablero.
3. En la fuente de poder, girar lentamente la perilla de control (Fig. A.7a) hasta el nivel de corriente requerido. Esta corriente se puede leer en el indicador ubicado en el panel del transformador (Fig. A.7b), multiplicando la lectura por 100. Por ejemplo, si en el indicador se lee un valor 3, la corriente es de 300 A.
4. Una vez establecida la corriente a través de la resistencia eléctrica, Celis [3] recomienda esperar un tiempo aproximado de 2 horas para obtener un campo de temperatura permanente dentro del túnel (Fig. A.8).
5. Al finalizar el experimento: girar la perilla de control lentamente hasta cero, colocar el interruptor de la red monofásica en la posición inferior y desconectar el enchufe de la toma de 380 V.

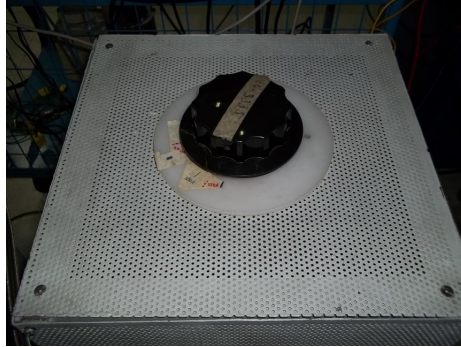


(a) Conexión monofásica.



(b) Ubicación del interruptor de red monofásica.

Figura A.6: Conexión eléctrica de la fuente térmica.



(a) Perilla de control.



(b) Panel de control del transformador.

Figura A.7: Control de la fuente térmica.

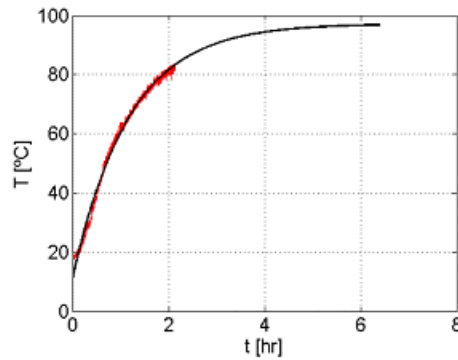


Figura A.8: Evolución del campo de temperatura provocado por la fuente térmica.

A.3.2. Puesta en marcha de los circuitos de aire caliente

- Los circuitos de aire caliente se ponen en marcha accionando los correspondientes ventiladores centrífugos conectados a motores asíncronos (Fig. A.9), cuya velocidad se regula con variadores de frecuencia comandados por un generador de funciones.
- Encender los variadores de frecuencia (Fig. A.10). Si sus pantallas indican UF, se deben apagar y encender para reiniciarlos (interruptor *on/off*, esquina inferior derecha o izquierda de cada variador).
- Encender equipo generador de funciones (botón *on/off* ubicado en la esquina inferior izquierda) (Fig. A.11).
- Seleccionar función continua DC (pulsando cursores Δ y ∇ , luego *enter*).
- Para emplear los dos motores a la vez, se deben seleccionar ambos pulsando *shift*, luego *ch*, sector superior derecho.
- Seleccionar uno o dos motores pulsando *ch1* y/o *ch2* (esquina inferior derecha).

- Aumentar paulatinamente la velocidad de giro de los motores. Para ello se debe modificar la amplitud o magnitud de la función DC (pulsar *offset*, seleccionar una cifra con los cursores Δ , ∇ , \triangleleft y \triangleright y pulsar *enter*). Un valor DC = 0.900 produce una velocidad aproximada de 3 m/s en las cortinas de aire. Una calibración más precisa entre el valor impuesto y la velocidad del *jet* caliente se describe más adelante.
- Para apagar los motores, se debe reducir gradualmente la velocidad de giro, efectuando el paso anterior hasta dejar el valor DC = 0.

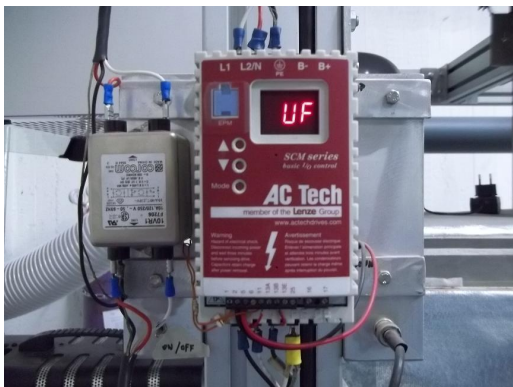


(a) Motor asíncrono, lado sur.

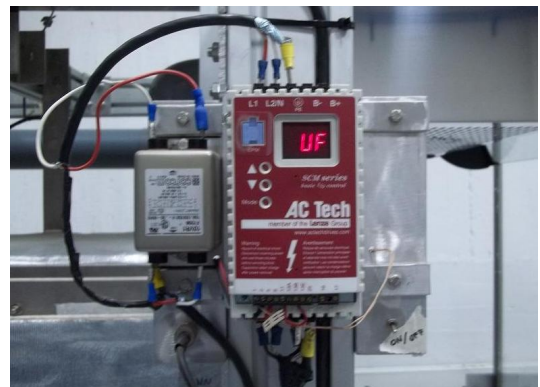


(b) Motor asíncrono, lado norte.

Figura A.9: Motores asíncronos para circulación de aire caliente.



(a) Controlador, lado sur.



(b) Controlador, lado norte.

Figura A.10: Controladores de frecuencia de motores asíncronos.



Figura A.11: Equipo generador de funciones.

A.3.3. Puesta en marcha de los circuitos de aire frío

Los circuitos de aire frío se ponen en marcha al accionar directamente los ventiladores mediante el respectivo controlador de voltaje (*variac*).

- Encender controladores de voltaje, pulsando el respectivo botón *on/off* ubicado en el panel trasero (Fig. A.12a).
- Los controladores de voltaje disponen de una escala analógica en la perilla de control y en la pantalla trasera. No obstante, el voltaje impuesto es muy sensible al movimiento de la perilla, por lo que se recomienda instalar un instrumento tipo *tester* con sus terminales posicionados en los bornes de salida (Fig. A.12a). Este instrumento indicará el voltaje impuesto con una mayor resolución.
- Girar las perillas hasta el valor deseado (Fig. A.12b). Como referencia, un valor de 80 V genera una velocidad aproximada de 5 m/s en los *jets* fríos. Una calibración más precisa entre el voltaje impuesto y la velocidad del *jet* frío se describe más adelante.



(a) Panel trasero.



(b) Panel frontal.

Figura A.12: Controladores de voltaje.

A.3.4. Sembrado de partículas

- Conectar y/o encender las máquinas generadoras de humo correspondientes a cada circuito (caliente y frío) (Fig. A.13).
- El humo es generado mediante la evaporación de una mezcla oleosa en base a glicerina. Una vez encendidas las máquinas, se debe esperar un tiempo prudente a que la mezcla se caliente, aproximadamente 10 minutos.
- El sembrado de partículas se genera al pulsar el botón correspondiente a cada máquina (Fig. A.14), durante no más de dos segundos.
- Al finalizar un experimento, se deben apagar y desconectar ambos generadores de humo.



(a) Circuito de aire caliente.



(b) Circuito de aire frío.

Figura A.13: Generadores de humo para sembrado de partículas.



Figura A.14: Botones de control para generadores de humo.

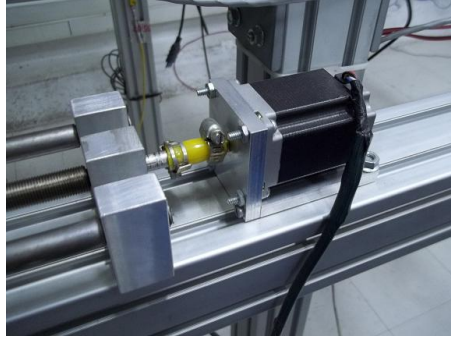
A.3.5. Movimiento del equipo LDV

- El equipo LDV se puede mover en sentido horizontal o vertical, empleando un motor diferente para ejecutar cada movimiento (Fig. A.15). Estos dos motores no se accionan simultáneamente. Para seleccionar uno de ellos, en la caja de control (Fig. A.16) se deben accionar los dos interruptores ubicados en la parte derecha, según la siguiente configuración:

- Posición ON superior: desplazamiento horizontal.
 - Posición OFF: no hay desplazamiento.
 - Posición ON inferior: desplazamiento vertical.
- En el computador principal, abrir el programa SPORT232 (Fig. A.17).
 - En el menú superior *Serial Communication*, seleccionar *Open Serial Port*, dejar el valor por defecto y luego pulsar botón *Open Port* (Fig. A.18).
 - En la ventana principal, pulsar botón *Board Initialization* (zona superior derecha de la ventana principal).
 - Pulsar botón *Winding Current*: en la ventana emergente establecer un valor de 1200 mA, pulsar *Set Motor Current*, y luego *Close* (Fig. A.19).
 - En la sección *Motion Setup* (zona izquierda de la ventana principal) configurar los siguientes valores:
 - *Steps to Go*: 142 (equivalente a un desplazamiento de 1 mm tanto horizontal como vertical.)
 - *Slew Rate*: 180
 - *Accel/Decel*: 1
 - *First Rate*: 180
 - En la sección *Stepper Motor Mode* (ubicada en el centro de la ventana principal), seleccionar la opción *Monophasic*.
 - Pulsar botón POWER ON (zona derecha de la ventana principal), luego pulsar botón *Trigger ON*.
 - Al pulsar los botones CCW o CW, el motor accionará el tornillo sinfín, y el equipo se desplazará 1 mm hacia la izquierda o a la derecha, respectivamente.
 - Al finalizar el experimento, se debe ir al menú *Serial Communications* y seleccionar *Close Serial Port*.



Figura A.16: Seleccionador de movimiento para equipo LDV.



(a) Desplazamiento horizontal.



(b) Desplazamiento vertical.

Figura A.15: Motores para desplazamiento del equipo LDV.

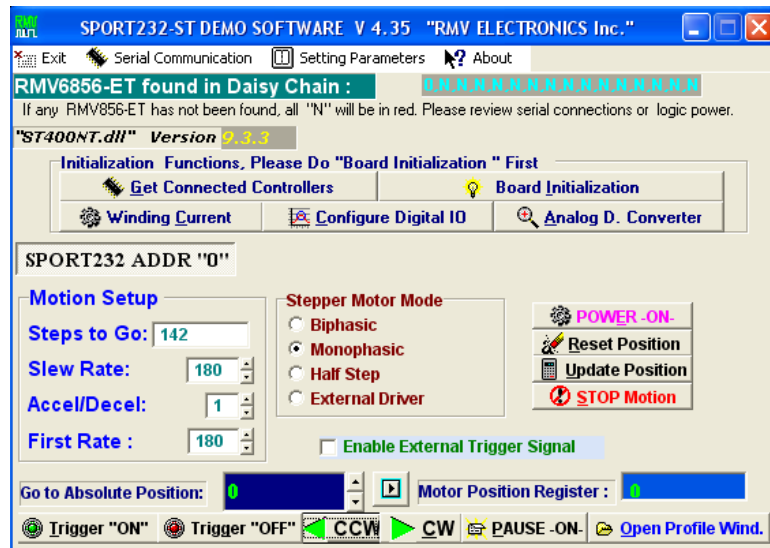


Figura A.17: Ventana principal del programa SPORT232.

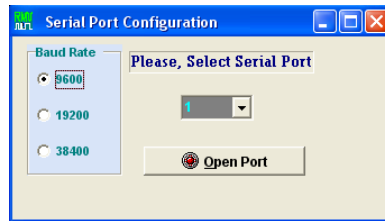


Figura A.18: Ventana *Serial Port Configuration* del programa SPORT232.

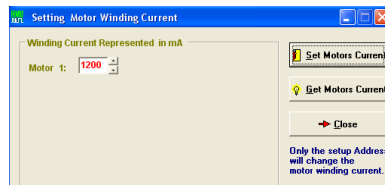


Figura A.19: Ventana *Setting Motor Winding Current* del programa SPORT232.

A.3.6. Adquisición de datos de velocidad

- Extraer tapones de protección fijados en cada lente.
- En el equipo procesador de cada láser, girar ambas llaves hasta la posición de encendido (Fig. A.20). Verificar que estos equipos estén conectados vía USB al computador principal .
- Abrir el programa *MSE 3D Acquisition Manager*. En la nomenclatura de este programa, U1 corresponde a la componente x de la velocidad, mientras que U2, a la componente y . En esta sección, se hablará de U1 y U2 para facilitar la comprensión del programa.
- En la pestaña *Single Point Acquisition - 3D*, zona superior derecha, seleccionar opción ASCII y pulsando *Browse*, escoger una ruta para el archivo de datos (Fig. A.21).
- En la pestaña *Single Point Acquisition - U1*, pulsar *Setup* en la zona superior derecha (Fig. A.22).
- En la nueva ventana emergente (Fig. A.23), seleccionar A9005gm3 en la opción *Port* y luego pulsar *Connect*. En la sección *Probe system parameters*, sin modificar los valores por defecto, pulsar botón *Set*. En la zona *Acquisition Parameters*, configurar los valores de velocidad máxima y mínima, luego pulsar *Set*. Finalmente, pulsar botón *Toggle Laser*, activándose un recuadro de color verde indicando que el respectivo láser se encuentra encendido. Al pulsar *Test Acquisition* se obtiene un registro de prueba graficado en la zona derecha de la ventana. Al pulsar *Raw Signal* se obtiene un gráfico temporal en una nueva ventana. Una vez terminada la configuración (Fig. A.24), pulsar OK, en la parte inferior derecha, cerrándose esta ventana.
- En la pestaña *Single Point Acquisition - U2*, repetir el paso anterior, exceptuando lo siguiente: el puerto es A9005gm0, en *Probe system parameters* se activa la opción *Freq. Shifting parameter* con un valor de 4500 y en *Acquisition parameters*, se recomienda establecer una velocidad máxima y mínima de 2 y -2 m/s respectivamente.
- Precaución: no se debe mirar directamente los rayos láser, ya que puede provocar daños en los ojos del observador.
- Previo a una adquisición de datos, se debe sembrar partículas de humo en cada circuito de aire pulsando los botones respectivos.
- Para iniciar una adquisición de datos, en la pestaña *Single Point Acquisition - 3D*, pulsar botón *Capture*. Para terminar la adquisición, pulsar botón *Stop*.

- Si se requiere una nueva adquisición, se debe configurar otro nombre de archivo, de lo contrario, el archivo actual se sobrescribirá. El programa advierte esta situación cuando el casillero *Filename prefix* se encuentra de color anaranjado.
- Al finalizar el experimento, se deben apagar las dos componentes del equipo LDV, pulsando el botón *Toggle Láser* en las pestañas *Single Point Acquisition - U1* y *Single Point Acquisition - U2*. El programa se cierra pulsando el botón respectivo en la esquina superior derecha de la ventana. Finalmente, se apagan los equipos procesadores girando las llaves hasta la posición de apagado, y se colocan los tapones de protección en cada lente.

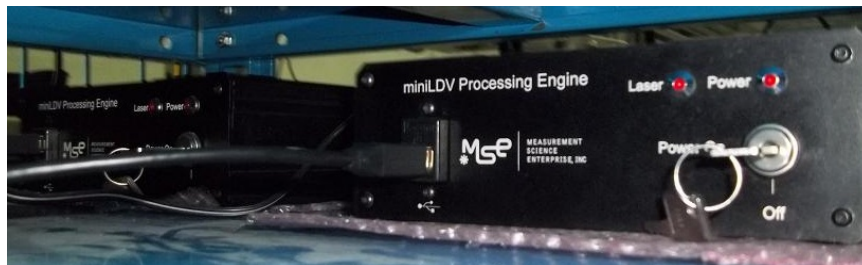


Figura A.20: Equipos procesadores del sistema LDV

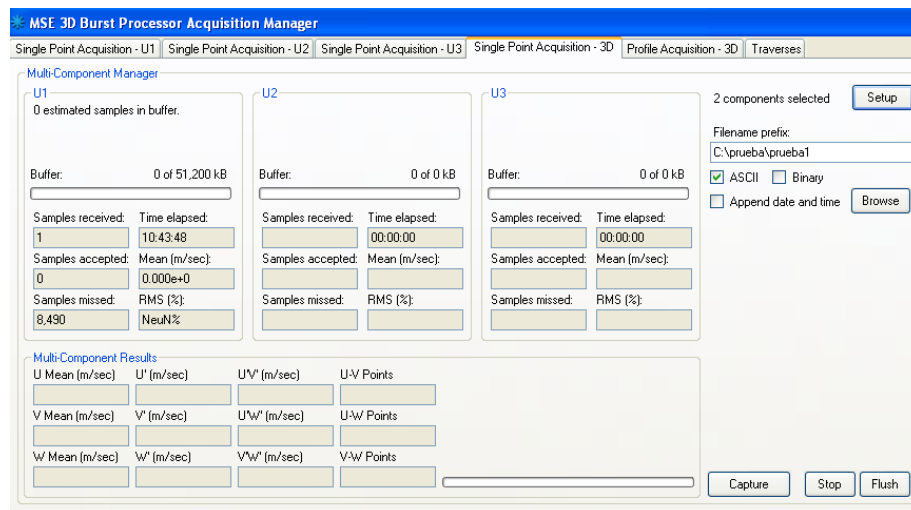


Figura A.21: Ventana principal del programa MSE 3D *Acquisition Manager*.

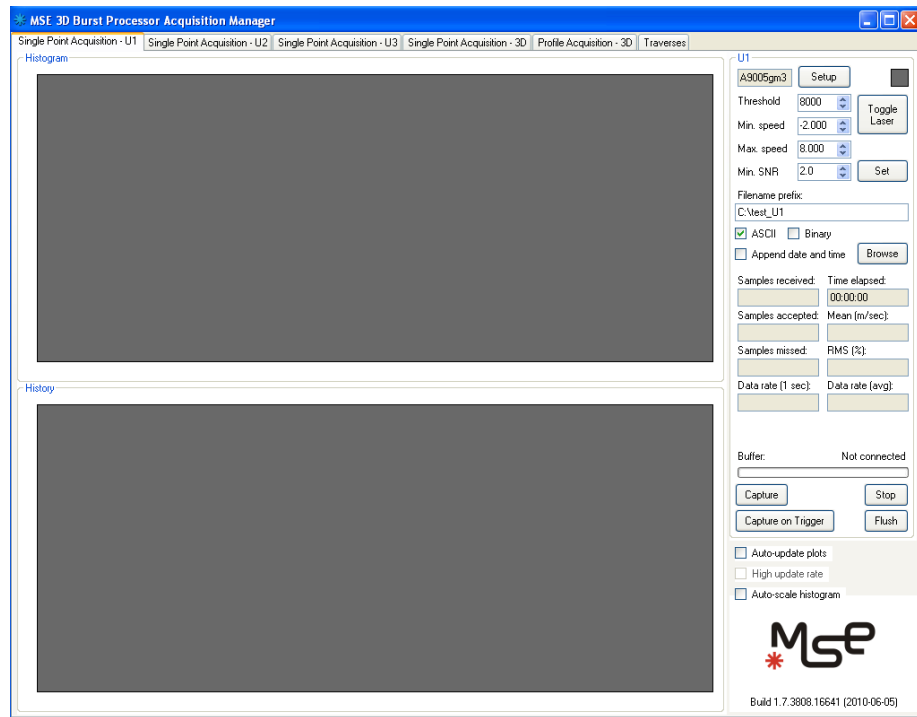


Figura A.22: Ventana de control de componente U1 del equipo LDV.

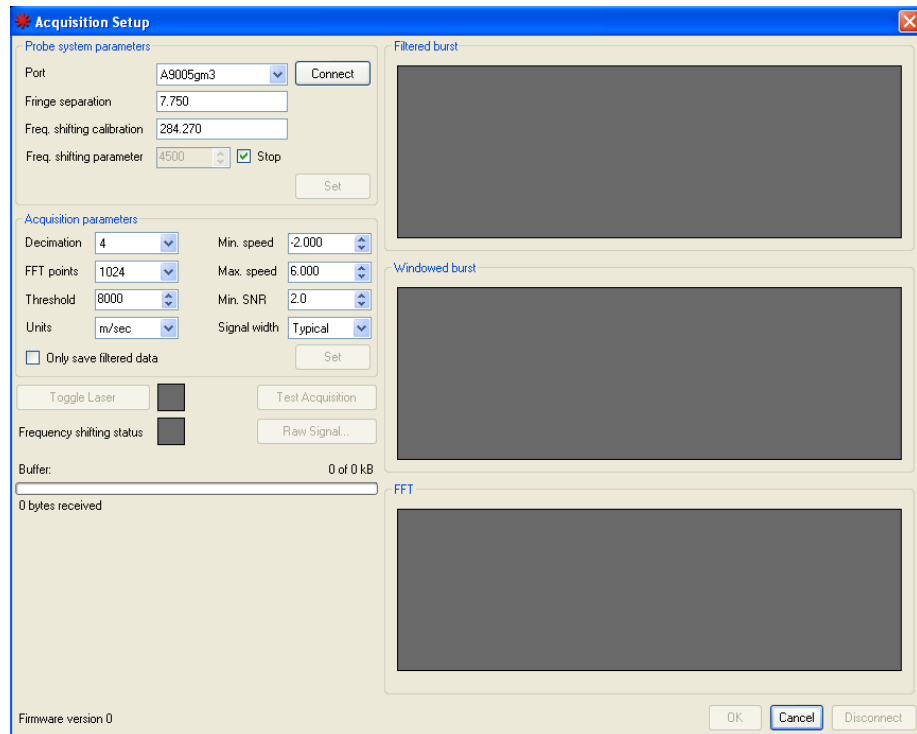


Figura A.23: Ventana secundaria para configuración de componente U1 del equipo LDV.

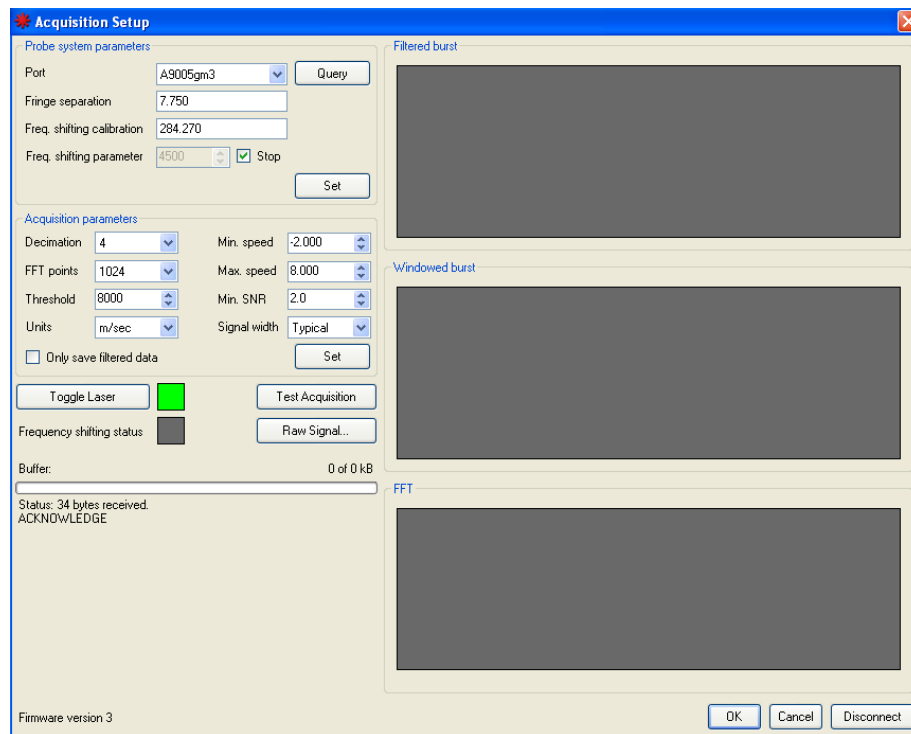


Figura A.24: Configuración típica para componente U1 del equipo LDV.

A.3.7. Preparación del agua destilada congelada

Como se mencionó anteriormente, la termocupla requiere una temperatura de referencia que, en este caso, consiste en el punto de congelación del agua pura (0°C). Por lo tanto, previo a un experimento, debe prepararse un baño de agua destilada congelada en cambio de fase, para asegurar una temperatura de referencia constante. Sumergidos en este baño, se posicionan los tubos donde se ubican los terminales de las distintas termocuplas montadas en la instalación (Fig. A.25a).

- Enjuagar con agua destilada el recipiente de hielo.
- Con un martillo, machacar una botella de agua destilada congelada hasta formar pequeños trozos de hielo. Luego, con un cuchillo cartonero, cortar la botella y extraer los trozos de hielo.
- Colocar el hielo dentro del recipiente aislado y verter una pequeña cantidad de agua destilada a temperatura ambiente, con lo cual, se formará una mezcla fundente de agua en estado sólido y líquido, asegurando una temperatura constante de 0°C .
- Posicionar tubos de referencia dentro del recipiente (Fig. A.25b), asegurando que entren en contacto con la mezcla fundente.



(a) Terminales de referencia.



(b) Recipiente de agua en punto de congelamiento.

Figura A.25: Componentes del sistema de referencia para la termocupla.

A.3.8. Desplazamiento horizontal de la termocupla y adquisición de temperatura

La termocupla se encuentra montada en un soporte móvil cuyo movimiento horizontal se genera gracias a un tornillo sinfín accionado por un motor paso a paso (Fig. A.26).

- Encender equipo amplificador pulsando botón ON/OFF en la parte inferior derecha (Fig. A.27).
- En el computador principal, abrir programa DT322 (Fig. A.28).
- En la sección *File* (zona superior central): en el casillero *Path*, configurar una ruta para el archivo de datos, y en el casillero *Filename*, escribir el nombre del archivo.
- En la sección *Z file index* (zona superior derecha): colocar el valor 1 en los casilleros *ini Z* y *end Z*.
- En la sección *Analog Input* (zona central): en el casillero *Active ch*, seleccionar el valor 1.
- En la sección *Acquisition* (zona central): en los casilleros *PTS* y *Sfreq*, al escribir valores de 2000 y 1000 respectivamente, se adquirirá una serie temporal de 2000 datos durante 2 segundos.
- En la sección *Motor Z*:
 - Activar opción *Check Z*.
 - Seleccionar *Forward* o *Rewind* si se requiere desplazar la termocupla hacia la derecha o la izquierda respectivamente.
 - Desactivar *Auto Rew.*
 - En el casillero *N turn Z* escribir un valor 0.5118, equivalente a un desplazamiento de la termocupla de 1 mm.
- Para aplicar la configuración anterior, en la zona inferior derecha, pulsar el botón CONFIG DT322.

- Para iniciar una adquisición, pulsar el botón GO DATA.
- Una vez terminada la adquisición, pulsar botón RESET para iniciar una nueva adquisición, en la cual, se debe pulsar nuevamente CONFIG DT322 y GO DATA, en ese orden.

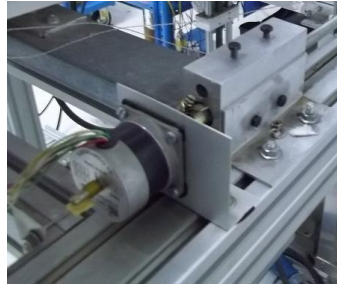


Figura A.26: Motor para desplazamiento horizontal de la termocupla.

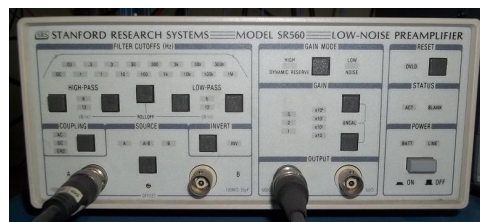


Figura A.27: Equipo amplificador para adquisición de temperatura.

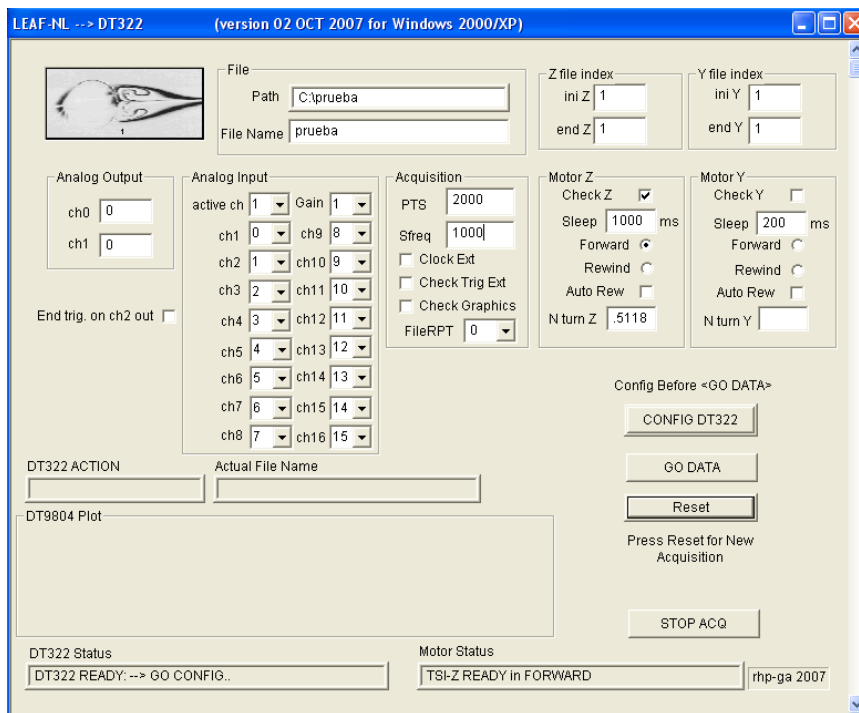


Figura A.28: Ventana principal del programa DT322.

A.3.9. Desplazamiento vertical de la termocupla

Un segundo motor paso a paso regula el movimiento vertical del soporte de la termocupla (Fig. A.29).

- En el computador secundario, abrir el programa SPORT232 (Fig. A.30).
- En el menú superior *Serial Communication*, seleccionar *Open Serial Port*, dejar el valor por defecto y luego pulsar botón *Open Port* (Fig. A.18).
- En la ventana principal, pulsar botón *Board Initialization* (zona superior derecha de la ventana principal).
- Pulsar botón *Winding Current*: en la ventana emergente establecer un valor de 600 mA, pulsar *Set Motor Current*, y luego *Close* (Fig. A.31).
- En la sección *Motion Setup* (zona izquierda de la ventana principal) configurar los siguientes valores:
 - *Steps to Go*: 114.2857 (equivalente a un desplazamiento vertical de 1 mm.)
 - *Slew Rate*: 180
 - *Accel/Decel*: 1
 - *First Rate*: 180

- En la sección *Stepper Motor Mode* (ubicada en el centro de la ventana principal), seleccionar la opción *Monophasic*.
- Pulsar botón *POWER ON* (zona derecha de la ventana principal), luego pulsar botón *Trigger ON*.
- Al pulsar los botones *CCW* o *CW*, el motor accionará el tornillo sinfín, y la termocupla se desplazará 1 mm hacia arriba o abajo, respectivamente.
- Al finalizar el experimento, se debe ir al menú *Serial Communications* y seleccionar *Close Serial Port*.



Figura A.29: Motor para desplazamiento vertical de la termocupla.

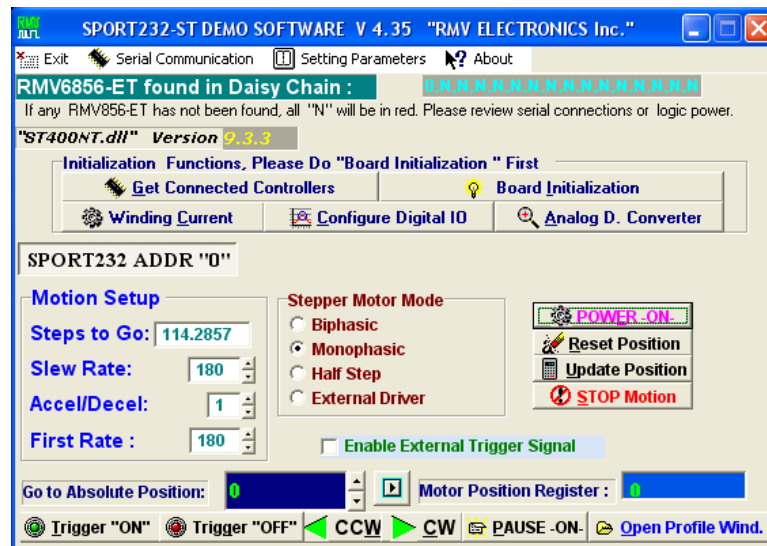


Figura A.30: Ventana principal del programa SPORT232, computador secundario.

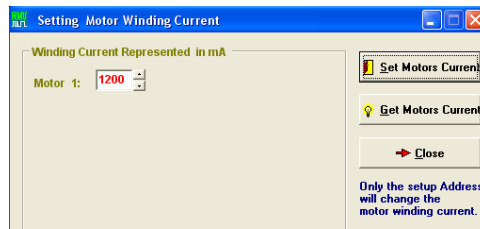


Figura A.31: Ventana *Setting Motor Winding Current* del programa SPORT232, computador secundario.

A.4. Calibración de la velocidad de los jets

Experimentalmente se desea configurar una velocidad o un flujo de aire determinados en la salida de los *jets* de aire. No obstante, el control de la circulación de aire se logra mediante dispositivos eléctricos (controladores de frecuencia o voltaje), cuyos parámetros de control se encuentran en unidades de amplitud o voltaje. Para obtener una relación directa entre el parámetro de control y la velocidad del aire en los *jets*, la calibración en ambos casos se efectúa de la siguiente manera:

- Se encienden los generadores de humo.
 - Se enciende el PC y se inician los *softwares* SPORT232 y MSE3D, para controlar el tornillo de movimiento del láser y adquirir los datos, respectivamente.
 - Se localiza el LDV apuntando lo más cerca posible a uno de los *jets* de aire, inclinándolo un poco para que el volumen del láser se acerque a la salida del *jet*.
 - Se posiciona el LDV apuntando al medio de un *jet*. Luego se mueve 1 o 2 mm hacia la izquierda o derecha.
 - Se fija un valor en el controlador respectivo (controlador de voltaje o generador de funciones).
 - Se adquiere la velocidad durante 1 minuto aproximadamente. El *software* entrega inmediatamente la velocidad promedio. Este valor debe anotarse. Luego el LDV se mueve 1 mm y se repite la medición.
 - Se fija otro valor en el controlador y se repite el paso anterior.
 - Los últimos 5 pasos se repiten para el otro *jet*.
 - Para cada *jet*, se promedian las velocidades obtenidas según cada valor impuesto en el controlador. El gráfico de velocidad versus parámetro controlado entrega la calibración respectiva.
- El resultado de la calibración efectuada en enero de 2012 se observa en las figuras A.32 y A.33.

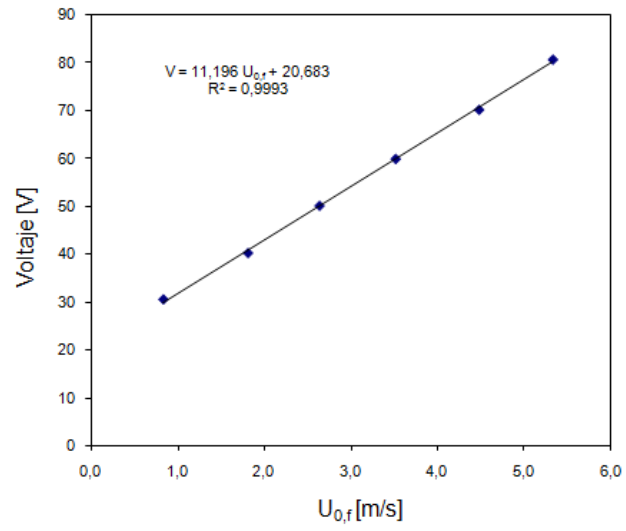


Figura A.32: Curva de calibración del *jet* de aire frío.

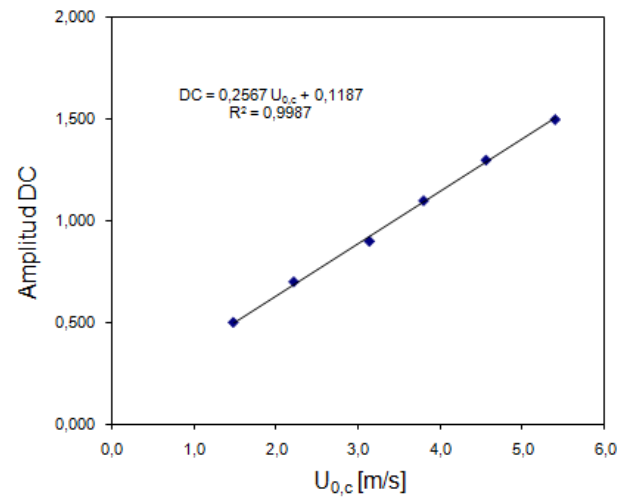


Figura A.33: Curva de calibración del *jet* de aire caliente.

Apéndice B

Emisividad de una llama de difusión

En este anexo se detalla el cálculo de la emisividad de una llama de difusión. Es pertinente recalcar que este procedimiento entrega un resultado más bien cualitativo, permitiendo estimar rápidamente, entre otros, el calor que debe evacuarse del quemador para mantenerlo a cierta temperatura.

B.1. Formulación

El hollín es el producto de combustión que determina en primer lugar el comportamiento de la emisividad de una llama. El dióxido de carbono y el vapor de agua son los otros componentes que influyen de manera apreciable en la emisividad. La presencia de los otros componentes (nitrógeno, monóxido de carbono, etc.) se puede despreciar en este análisis. La emisividad se calcula según las siguientes fórmulas [22]:

$$\epsilon_{llama} = (1 - \exp(-\kappa_s L_f)) + \epsilon_{gas} \exp(-\kappa_s L_f) \quad \epsilon_{gas} = \epsilon_{H_2O} + 0,5\epsilon_{CO_2} \quad (B.1)$$

La longitud característica L_f depende de la geometría de la llama. Si en este caso se aproxima a un cilindro de altura igual a dos veces su diámetro D_f [22]:

- Emisión hacia una base del cilindro: $L_f = 0,73D_f$
- Emisión hacia el manto: $L_f = 0,82D_f$
- Emisión hacia toda la superficie: $L_f = 0,80D_f$

La emisividad ϵ_{gas} se calcula como sigue. Primero, se determina la presión parcial del CO_2 y del H_2O , basándose en la relación estequiométrica. Luego, se multiplica cada presión parcial por la longitud L_f . Con este resultado y la temperatura de la llama (en K) se ingresa a una carta que entrega la emisividad de cada componente [22].

B.2. Cálculos

Se consideran los siguientes valores:

- Diámetro de la llama: $D_f = 6$ cm
- Altura de la llama: $z_f = 2D_f = 12$ cm
- Coeficiente de extinción del hollín: $\kappa_s = 11,92$ m⁻¹
- Temperatura típica de emisión del hollín: $T_s = 1.722$ K

Emisividad de la llama hacia todo su entorno

- Longitud característica: $L_f = 0,82D_f = 4,92$ cm
- Emisividad de cada componente:

Cuadro B.1: Cálculo de la emisividad de cada componente.

Componente	Moles	Frac. Molar	Presión parcial P_a (atm)	$P_a \cdot L_f$ (atm · m)	Emis. parcial
CO_2	2	0,131	0,131	0,0064	0,003
H_2O	2	0,131	0,131	0,0064	0,001

- Emisividad de los gases de combustión: $\epsilon_{gas} = 0,0025$
- **Emisividad de la llama:** $\epsilon_{llama} = 0,437$.

Emisividad de una llama hacia su base

- Longitud característica: $L_f = 0,73D_f = 4,38$ cm
- Emisividad de cada componente:

Cuadro B.2: Cálculo de la emisividad de cada componente.

Componente	Moles	Frac. Molar	Presión parcial P_a (atm)	$P_a \cdot L_f$ (atm · m)	Emis. parcial
CO_2	2	0,131	0,131	0,0057	0,003
H_2O	2	0,131	0,131	0,0057	0,001

- Emisividad de los gases de combustión: $\epsilon_{gas} = 0,0025$
- **Emisividad de la llama:** $\epsilon_{llama} = 0,408$.

Apéndice C

Memoria de cálculo, circuito de refrigeración

En este anexo se presentan los cálculos de respaldo para el diseño del circuito de refrigeración del aparato experimental. El procedimiento consiste en:

1. Determinar el flujo de calor que debe extraer el circuito de agua.
2. Dimensionar un volumen de agua capaz de absorber el calor extraído por el circuito.
3. Estimar las pérdidas de carga en el circuito y seleccionar una bomba adecuada para impulsar el flujo de agua.

C.1. Flujo de calor

El objetivo del circuito de refrigeración es evacuar calor desde el disco poroso mediante un flujo de agua, con el fin de mantener la superficie del disco a una cierta temperatura. Suponiendo que la distribución de temperatura en el disco es uniforme, y considerando $\rho_{agua} = 992 \text{ kg/m}^3$ y $c_{p,agua} = 4,175 \text{ kJ/(kgK)}$, se tiene el siguiente balance de energía (Fig. C.1):

$$\dot{Q}_{rad} - \dot{Q}_{disco} = \dot{Q}_{agua} \quad (C.1)$$

$$F\epsilon_{llama}\sigma AT_{llama}^4 - \epsilon_{disco}\sigma AT_{disco}^4 = \rho_{agua}\dot{V}_{agua}c_{p,agua}\Delta T_{agua} \quad (C.2)$$

La emisividad del bronce corresponde a 0,55 [52]. Para el disco poroso se considera un diámetro efectivo de 6 cm y una consiguiente superficie de 0,00283 m². El factor de forma entre la llama y el disco poroso se asimila al existente entre dos superficies circulares iguales separadas a una determinada altura b , como se muestra en la figura C.2, y se calcula como sigue [21].

$$F = \frac{1}{2} \left((2 + (b/r_f)^2) - \sqrt{(2 + (b/r_f)^2)^2 - 4} \right) \quad (C.3)$$

En esta fórmula el radio de la superficie es 3 cm, mientras que b corresponde a la distancia entre las dos superficies, es decir, al tramo que recorre el gas antes de reaccionar. Así, para $b = 3 \text{ mm}$, $F = 0,905$. La emisividad de la llama se calcula en el anexo B, considerando $L_f = 0,73D = 4,38 \text{ cm}$, dando como

resultado $\epsilon_{llama} = 0,408$. La temperatura de emisión se considera por ahora como adiabática, es decir, $T_{ad} = 2.523 \text{ K}$ [21]. El primer requisito de este diseño es T_{disco} . Considerando que la temperatura de fusión del bronce es de aproximadamente 800°C , una temperatura de operación de 300°C es suficiente para asegurar que el disco no sufra daños en su estructura. El segundo requisito es ΔT_{agua} , la diferencia de temperatura que adquiere el flujo de agua. Se considera que 20°C es una diferencia aceptable y que puede disiparse en un depósito bien dimensionado. El cálculo del balance de energía permite obtener el flujo de agua necesario para cumplir con estos dos requisitos. Así, se obtiene un flujo de $\dot{V}_{agua} = 1,7 \text{ L/min}$, resultado que se ajusta a lo reportado en la metodología experimental de ciertas investigaciones [53], donde un flujo de 1 L/min se considera adecuado para una correcta refrigeración del quemador.

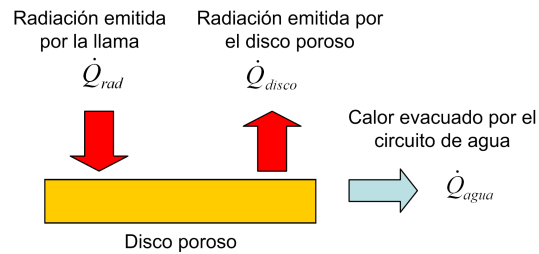


Figura C.1: Balance de energía en el disco poroso.

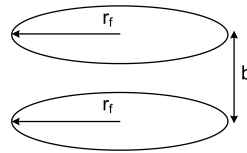


Figura C.2: Factor de forma entre dos superficies circulares.

C.2. Volumen del depósito

El depósito de agua actúa como un sumidero de calor que retarda la elevación paulatina de temperatura dentro del circuito de refrigeración. El balance de energía entrega como resultado $\dot{Q}_{agua} = 2.389 \text{ W}$. Esta tasa de energía es entregada continuamente por el flujo de agua al depósito. Si se considera un tiempo de operación de 1 hora, la energía entregada durante ese lapso corresponde a $Q_{agua} = 8.602 \text{ kJ}$. Si se admite como máximo una elevación de 15°C en el depósito, el volumen de agua que resulta de estas dos condiciones se calcula como:

$$V_{agua} = \frac{Q_{agua}}{\rho c_p \Delta T_{max}} \quad (\text{C.4})$$

Se tiene como resultado un volumen de 137 L . Por lo tanto, un depósito de 200 L es suficiente para cumplir con el requerimiento anterior.

C.3. Selección de la bomba

El cálculo de caída de presión se efectúa de igual manera que en la sección 2.2.4, con la salvedad de que el cálculo debe efectuarse por separado en las mangueras y en una tubería de cobre al encontrarse en paralelo. Considerando la viscosidad del agua $\mu = 10^{-3}$ kg/(m·s) y un flujo de agua $\dot{V}_{agua} = 1,7$ L/min:

$$Re = \frac{4\dot{V}_{agua}}{\pi D U} \quad f = \frac{64}{Re} \quad \Delta P = \frac{128\mu L \dot{V}_{agua}}{\pi D^4} \quad (C.5)$$

Cuadro C.1: Pérdida de carga en el circuito de refrigeración.

-	-	Manguera	Tubo de cobre
Longitud	L (m)	3	0,102
Diámetro	D (m)	0,013	0,005
Número de Reynolds	Re	2.869	3.825
Pérdida de presión	ΔP (Pa)	133	116

La pérdida total de carga en el circuito es de 249 Pa, o bien 3 cm de columna de agua, valor despreciable respecto a la altura estática producto de la ubicación del quemador sobre el depósito de agua, que es de 50 cm aproximadamente. Conociendo el flujo y la altura requerida por el circuito de agua, es posible seleccionar una bomba cuya curva entregue un rango de operación adecuado. En el mercado se encuentra disponible la bomba marca *Sicce*, modelo *Idra* (Fig. C.3), cuya curva (Fig. C.4) cumple con el requerimiento anterior.



Figura C.3: Bomba *Sicce* modelo *Idra*.

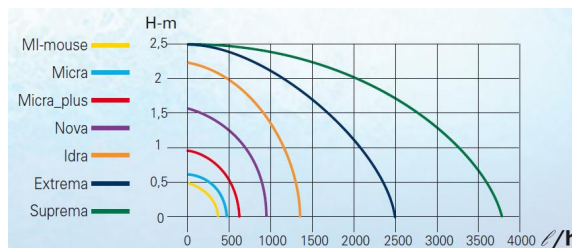


Figura C.4: Curvas de operación de bombas *Sicce*.

Apéndice D

Sumario de componentes del aparato experimental

En este anexo se presenta un resumen de las componentes del aparato experimental.

Cuadro D.1: Circuito de gas.

Componente	Unidad	Cantidad	Observación
Cilindro de etileno	Un.	1	Capacidad: 11 m ³ . Presión: 2000 psig.
Válvula acople rápido con retención	Un.	1	Para retención y conexión rápida a regulador.
Adaptador a compresión	Un.	1	Para adaptación de retención a niple 1/4" NPT.
Niple 1/4" NPT	Un.	4	Para adaptación a flexibles.
Flexible teflón con malla, 3 metros	Un.	1	Con extremos giratorios a compresión.
Flexible teflón con malla, 2 metros	Un.	1	Con extremos giratorios a compresión.
Válvula de bola, 1/4", 400 psi,	Un.	1	Para corte del flujo de gas.
Válvula de aguja, 1/4", 3000 psi	Un.	1	Para control del flujo de gas.
Adaptador punta lisa 1/4" a hilo 1/4" NPT	Un.	2	Para adaptación a flujómetro.
Medidor de flujo	Un.	1	Marca Aalborg GFM37.
Codo 90° 1/4" NTP hembra macho	Un.	1	Para desvío del circuito.
Acople 1/4" NPT hembra macho	Un.	1	Para desvío del circuito.
Codo 90° 1/4" NTP hembra a 5/8" NPT macho	Un.	1	Para conexión al quemador.

Cuadro D.2: Circuito de refrigeración.

Componente	Unidad	Cantidad	Observación
Bidon plástico	Un.	1	Capacidad: 200 L.
Perfil L aluminio 50 × 50 × 3 mm	m	12	Para carro de soporte del bidón.
Perno hexagonal de acero inox. M5	Un.	44	Para carro de soporte del bidón.
Tuerca acero inox. M5	Un.	88	Para carro de soporte del bidón.
Golilla M5	Un.	88	Para carro de soporte del bidón.
Rueda industrial	Un.	4	Para carro de soporte del bidón.
Bomba de agua marca <i>Sicce</i> modelo <i>Idra</i>	Un.	1	Caudal max. 1.000 L/h, altura max. 200 cm.
Soporte de bomba	Un.	1	Fabricado en <i>Technyl</i> .
Escuadra de repisa	Un.	2	Para posicionar bomba en el bidón.
Perno M5 hexagonal	Un.	4	Para fijación de bomba en soporte.
Manguera de 3/4"	m	2	Para circulación de agua.
Manguera de 1/2"	m	15	Para circulación de agua.
Reductor manguera 3/4" a 1/2"	Un.	1	De plástico.
Tubo de cobre recocido 3/16"	m	2	Para circulación de agua en el quemador.
Tee de bronce para manguera de 1/2"	Un.	2	Para direccionar hacia el quemador.
Adaptador manguera 1/2" a hilo macho 1/4" NPT	Un.	4	Para conexión mangueras - tubos de cobre.
Codo hilo hembra 1/4" NPT a hilo macho 3/16" NPT	Un.	4	Para conexión mangueras - tubos de cobre.
Adaptador NPT 3/16" a tuerca 3/16"	Un.	4	Para conexión mangueras - tubos de cobre.
Tuerca de compresión 3/16"	Un.	4	Para conexión mangueras - tubos de cobre.
Sello cónico de bronce	Un.	4	Para sellado de tubos de cobre.
Abrazadera cremallera 13 - 18 mm	Un.	2	Para sujeción de manguera de 3/4".
Abrazadera cremallera 10 - 16 mm	Un.	11	Para sujeción de mangueras de 1/2".

Cuadro D.3: Sistema de encendido.

Componente	Unidad	Cantidad	Observación
Electrodo	Un.	2	Para generación de la chispa.
Cable de alta tensión	Un.	1	Marca <i>Danfoss</i> .
Transformador 220 V / 14 kV c/cable 220 V	Un.	1	Para aumento de voltaje.
Botón	Un.	1	Para generación del pulso de voltaje.
Cordón de 3 cables	m	3	Para circuito a 220 V.
Enchufe 3 patas	Un.	1	Para conexión a 220 V.
Cable AWG	m	5	Para conexión a tierra.

Apéndice E

Protocolos de operación del aparato experimental

E.1. Protocolos experimentales

E.1.1. Protocolo de ventilación

Tiene como objetivo eliminar trazas de productos de combustión eventualmente localizados en el circuito de recirculación de aire caliente. La puesta en marcha de los circuitos de aire se explican en detalle en el anexo A.

- Encender las dos campanas de extracción.
- Poner en marcha el circuito de aire caliente lado norte, durante 2 minutos, con $DC = 3$.
- Reducir velocidad de circulación de aire caliente lado norte regulando $DC = 1$.
- Poner en marcha el circuito de aire frío lado norte regulando 180 V.
- Esperar 3 minutos.
- Detener los dos circuitos de aire lado norte.
- Poner en marcha el circuito de aire caliente lado sur, durante 2 minutos, con $DC = 3$.
- Reducir velocidad de recirculación de aire caliente lado sur regulando $DC = 1$.
- Poner en marcha el circuito de aire frío lado sur regulando 180 V.
- Esperar 3 minutos, detener los dos circuitos de aire lado sur y apagar las dos campanas de extracción.

E.1.2. Protocolo de encendido

Su objetivo es poner en marcha el quemador, en forma rápida y segura, dejando en operación una llama continua para efectuar posteriores experimentos.

- Encender campanas de extracción de aire al máximo.
- Remover objetos inflamables ubicados dentro del túnel.
- Enchufar el medidor de flujo. En un comienzo la pantalla indicará un caudal inexistente. Esta condición se cancela en unos minutos, luego la lectura debería ser cero. Si no es así, se debe reajustar el potenciómetro R34 girando el tornillo ubicado en el orificio correspondiente.
- Cerrar completamente las válvulas de corte y control.
- Girar la válvula del regulador de presión en sentido antihorario, hasta que gire libremente.
- Abrir lentamente la válvula principal del cilindro de etileno, estableciendo una presión de 1.000 psi en el primer manómetro del regulador de presión.
- Girar la válvula del regulador de presión en sentido horario, hasta verificar una presión de 1 bar en el segundo manómetro.
- Verificar presencia de fugas en el circuito antes de la válvula de corte.
- Abrir completamente la válvula de corte.
- Verificar fugas en la válvula de control.
- Abrir lentamente la válvula de control, hasta entregar un flujo cercano a 1 L/min.
- Esperar algunos segundos a que el flujo de gas salga uniformemente por el quemador y alcance a los electrodos.
- Generar chispas hasta provocar ignición del gas.
- Verificar fugas en el resto del circuito.
- Variar caudal de gas con la válvula de control. Se recomienda un caudal máximo de 3 L/min.
- Regular funcionamiento de las campanas de extracción, según el experimento a realizar.

E.1.3. Protocolo de apagado

Tiene como objetivo extinguir la llama en forma segura, y evacuar la mayor cantidad de productos de combustión generados en un experimento.

- Cerrar válvula principal del cilindro.
- El gas remanente en el circuito se quemará, y la llama empezará a extinguirse.
- Girar en sentido horario válvula del regulador de presión. La lectura en el segundo manómetro aumentará, mientras que la del primer manómetro caerá a cero. Al mismo tiempo, abrir levemente la válvula de control para que la llama no se extinga y siga consumiendo el gas remanente.

- La lectura en el segundo manómetro empezara a decaer. Cuando se apague la llama, esperar unos segundos, luego cerrar completamente válvulas de control y corte.
- Desconectar flexible de gas de la válvula anti-retorno. Esto previene aperturas accidentales de gas.
- Efectuar protocolo de ventilación.

E.2. Aspectos de seguridad sobre el etileno

E.2.1. Riesgos

El etileno es un gas inflamable, incoloro y con un ligero olor dulce. Respecto a posibles fugas de este gas, el principal peligro para la salud corresponde a asfixia por desplazamiento de oxígeno. El etileno es más pesado que el aire, por lo que puede alcanzar grandes distancias, localizar fuentes de ignición, formar mezclas explosivas con el aire y regresar en llamas, situación propiciada cuando se encuentra a altas temperaturas. También explota espontáneamente cuando se mezcla con cloro a la luz del sol. Cuando los cilindros se exponen a intenso calor o llamas pueden explotar violentamente. El etileno no es corrosivo y se puede usar en contacto con la mayoría de los materiales estructurales comunes.

E.2.2. Extinción

En caso de una liberación accidental de etileno, se debe eliminar toda fuente de ignición. Si hubiere incendio, los agentes de extinción más adecuados son el dióxido de carbono, polvo químico y agua pulverizada. Si es posible y no representa riesgo, es recomendable cerrar la válvula de suministro de etileno mientras se continúa rociando los cilindros con agua. Incrementar la ventilación previene la formación de mezclas explosivas en áreas bajas.

E.2.3. Almacenamiento

Este ítem se refiere principalmente al manejo del cilindro donde se almacena el gas.

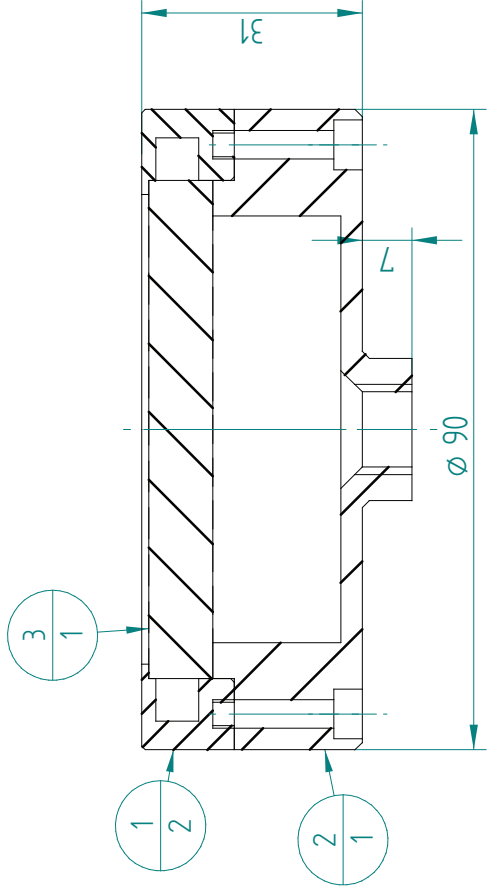
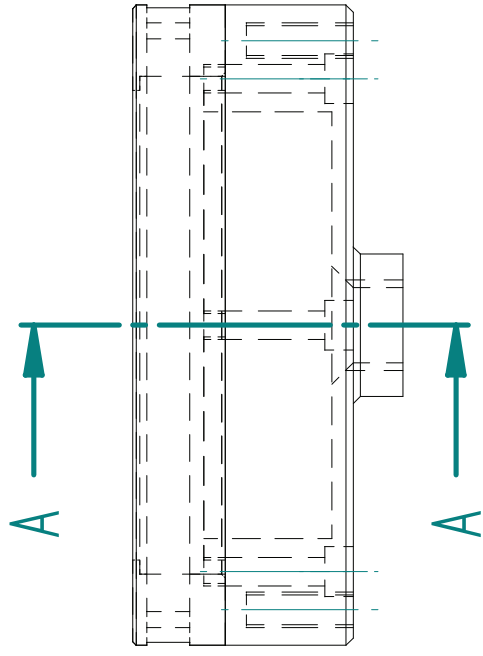
- La tapa de protección debe permanecer en su lugar a menos que el envase esté asegurado con una válvula de salida entubada hacia el punto de alimentación.
- No arrastrar, deslizar o rodar el cilindro. Emplear una carretilla manual para mover el cilindro.
- El cilindro debe estar almacenado en posición vertical y firmemente asegurado para prevenir que se caiga o se golpee.
- No calentar el cilindro de ningún modo con el fin de aumentar la descarga del gas.
- Usar una válvula de chequeo o de trampa en la línea de descarga para prevenir retroceso del flujo hacia el cilindro.

- Proteger el cilindro de golpes o movimientos bruscos.
- Almacenar el cilindro en un área fresca, seca, bien ventilada, de construcción no combustible, lejos de salidas de emergencia y tránsito en general.
- La temperatura de almacenaje del cilindro no debe sobrepasar los 50 °C.
- La clasificación eléctrica del etileno es Grupo C según NFPA N° 70. Por lo tanto, se deben conectar a tierra todas las líneas y equipos asociados con el circuito de etileno, y verificar periódicamente que esta conexión a tierra se mantenga en buenas condiciones.

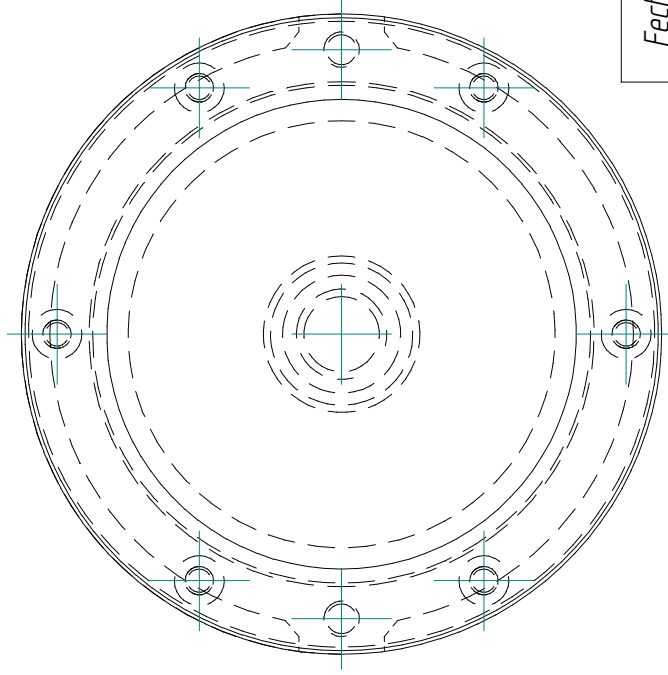
Apéndice F

Planos

El quemador construido en este trabajo consta de un disco poroso de diámetro 60 mm y espesor 9 mm. Con el fin de generar una llama de difusión, este disco se monta sobre una base y se fija a ésta mediante dos sujeciones laterales. Estas piezas son construidas en aluminio *Dural*, y sus planos se presentan a continuación.



CORTE A-A



Número de elemento	Título	Material	Cantidad
1	Sujeción Lateral	Aluminio Dural	2
2	Base Quemador	Aluminio Dural	1
3	Poroso	Bronce poroso	1

Fecha: 18/01/2011

Escala 1 : 1

Dibujó:

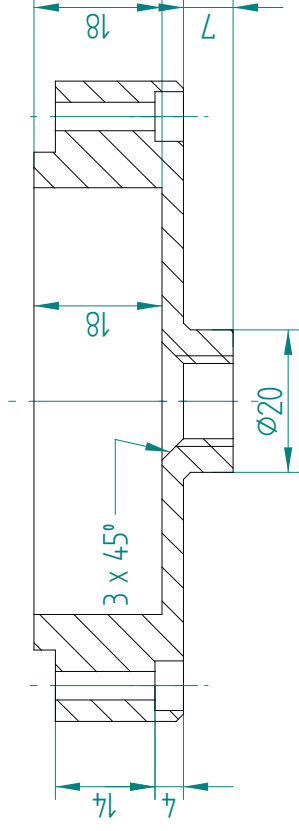
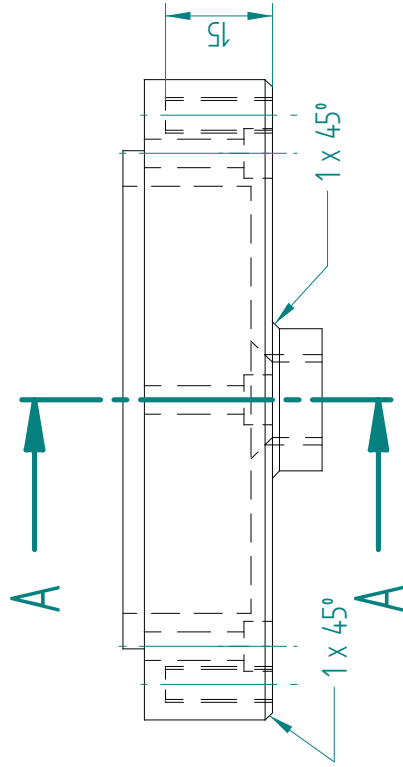
ESL

Revisó: AFC/JEC

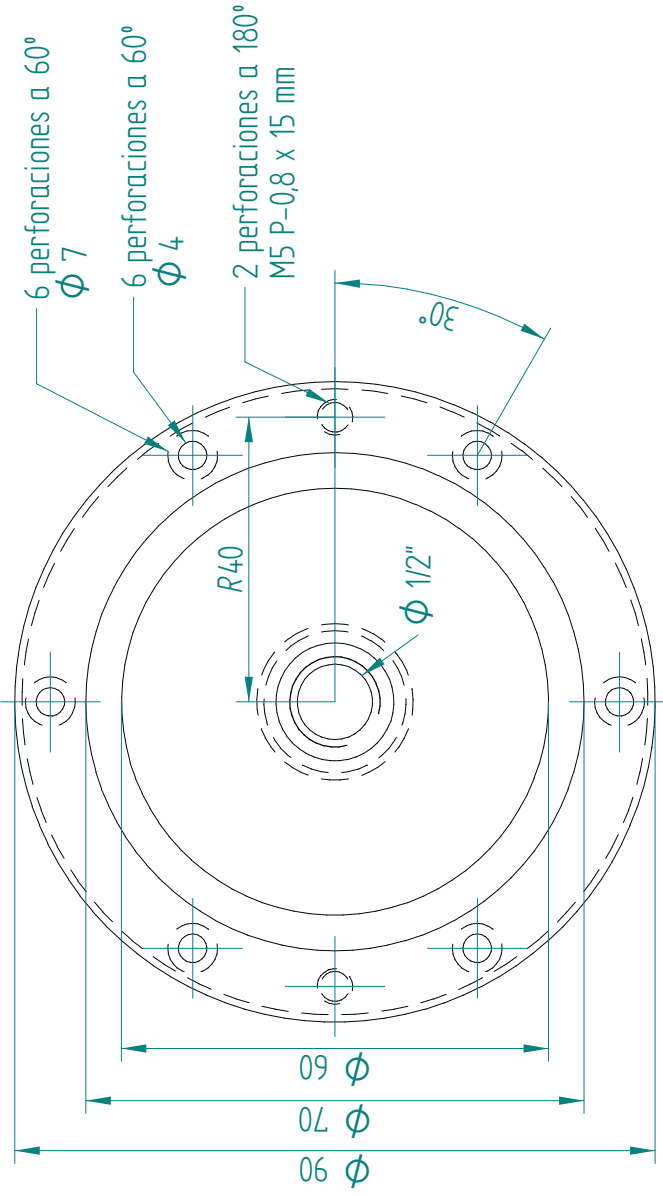
SOLID EDGE ACADEMIC COP. U. DE CHILE

Conjunto Quemador McKenna Modificado

Pag: 1 de 3

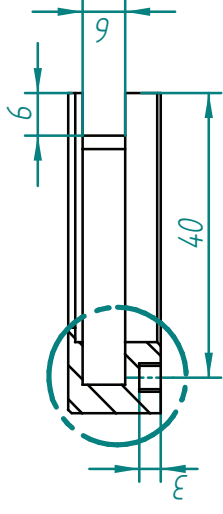
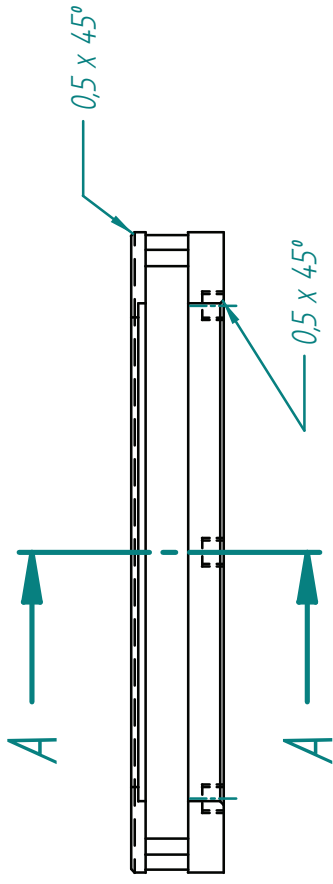


CORTE A-A

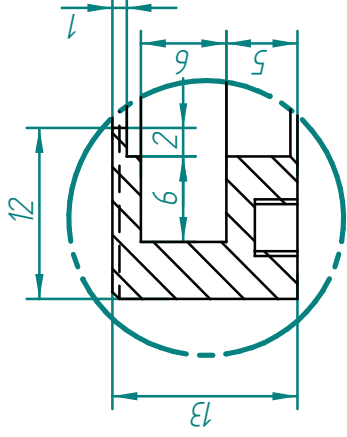
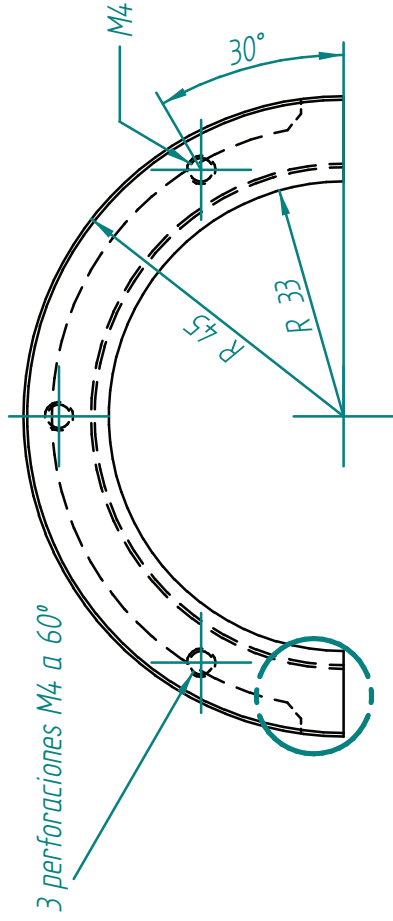


Fecha:	25/07/2011	Escala 1 : 1	Dibujó	GSL	Revisó	AFC/JEC
Titulo: Base Quemador						
Todas las tolerancias de $\pm 0,01$ mm					Pag.	2 de 3

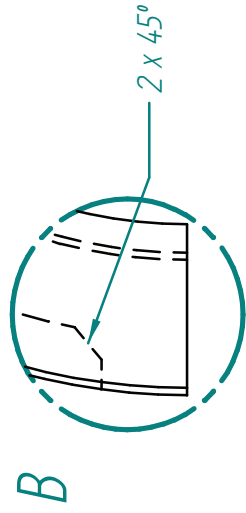
SOLID EDGE ACADEMIC COPY U. DE CHILE



CORTE A-A



DETALLE C



DETALLE B

Fecha:	18/01/2011	Escala 1 : 1	Dibujó:	GSL	Revisó:	AFC/JEC
U. DE CHILE Titulo: Sujeción Lateral			Todas las tolerancias de $\pm 0,05$ mm		Pag. 3 de 3	

SOLID EDGE ACADEMIC COPY U. DE CHILE