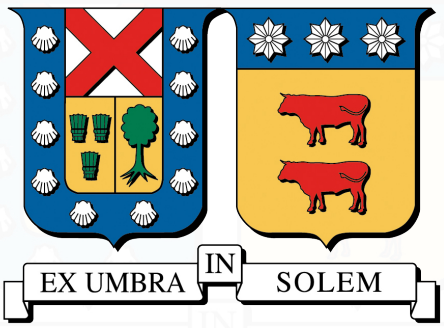
UNIVERSIDAD TÉCNICA FEDERICO SANTA MARÍA
DEPARTAMENTO DE INDUSTRIAS
VALPARAÍSO - CHILE



MEDICIONES DE TEMPERATURA DE HOLLÍN EN LLAMAS FORZADAS DE DIFUSIÓN LAMINAR

FRANCISCO IGNACIO CEPEDA ALFARO

TÉSIS PARA OPTAR AL GRADO DE
MAGÍSTER EN CIENCIAS DE LA INGENIERÍA INDUSTRIAL

Y AL TÍTULO DE
INGENIERO CIVIL INDUSTRIAL

PROFESOR GUÍA	:	DR. RODRIGO DEMARCO B.
PROFESOR CORREFERENTE	:	DR. ANDRÉS FUENTES C.
PROFESOR CORREFERENTE EXTERNO	:	DR. MARIO TOLEDO T.

JULIO 2017

EX UMBRA
IN
SOLEM

RESUMEN EJECUTIVO

Este trabajo presenta los resultados obtenidos de la medición de la temperatura del hollín en llamas de difusión laminar, que fueron forzadas acústicamente gracias a la intervención con un altavoz en la línea de combustible el cual genera una perturbación periódica cuya intensidad puede ser controlada.

En primer lugar, se presentan las bases teóricas sobre las características de las llamas, el forzamiento acústico y las propiedades más importantes medidas en el estudio: la fracción en volumen de hollín y la temperatura del hollín. La primera corresponde a una medida de la cantidad de hollín local presente en las diferentes zonas de la llama, mientras que la segunda corresponde a la temperatura que tienen estas partículas y aglomerados dentro de la llama.

Para realizar dichas mediciones, se utilizaron las técnicas no intrusivas de atenuación de luz en el camino óptico (*LOSA*) y mediciones de emisión espontánea en dos colores, utilizando además técnicas de modulación, deconvolución y regularización. Se estudiaron llamas en estado estacionario, y también forzadas con dos niveles de intensidad de forzamiento y manteniendo una frecuencia constante de 10 Hz. Para todas las mediciones se realizó su cálculo del error cometido durante las mediciones experimentales.

En primer lugar, se impuso una condición de flujos de combustible y oxidante replicando el trabajo de Shaddix et al. [1] con el fin de reproducir sus resultados de fracción en volumen de hollín y generar resultados para la temperatura del hollín. Las mediciones de fracción en volumen de hollín muestran una buena concordancia entre los resultados del artículo replicado y los de este trabajo, tanto en magnitudes como en distribución local, encontrándose que crece progresivamente según avanza un ciclo hasta alcanzar un máximo cercano al momento en que la llama se separa completamente de la base del quemador, para luego comenzar a extinguirse rápidamente decreciendo su cantidad de hollín total. En cuanto a la temperatura, se logró medir y determinar que para todo un ciclo de la llama la temperatura máxima permanece prácticamente constante, pero varía su distribución significativamente.

Luego, se impusieron las condiciones para una llama con menos flujo de combustible y oxidante, denominada llama propia en este trabajo. Bajo estas condiciones, se realizó un análisis de sensibilidad con respecto al índice de oxígeno (OI) entre 21 % y 33 % con el fin de estudiar la influencia de este parámetro. En el caso de las llamas estacionarias, la cantidad de hollín local integrada radialmente máxima aumenta desde 1,571 $ppm\ cm^2$ para OI 21 % hasta 1,839 $ppm\ cm^2$ en el OI 33 %. Por otra parte, la cantidad de hollín integrada radialmente y también en la altura de la llama, disminuye para la condición con el índice de oxígeno más alto hasta cerca de $2/3$ a partir de las 3,088 $ppm\ cm^3$ de la llama con OI 21 %. Para las llamas forzadas, se aprecia un comportamiento similar, en el que el hollín integrado radialmente aumenta al aumentar el índice de oxígeno, pero la cantidad de hollín total en la llama disminuye conforme aumenta este parámetro. La producción de hollín total de la llama tiene un comportamiento sinusoidal independiente del nivel de forzamiento, pero si este aumenta, se observa un aumento en magnitud y también un desplazamiento del máximo, observándose además una caída más brusca en esta medida.

En el caso de la temperatura del hollín, se aprecia como su máximo aumenta conforme también aumenta el índice de oxígeno tanto en el caso en estado estacionario como en los casos forzados. Para las llamas fuertemente forzadas, se constata que la temperatura máxima de la llama se mantiene prácticamente constante a lo largo del ciclo para un determinado índice de oxígeno, pero que en las llamas moderadamente forzadas se aprecia un comportamiento cíclico alcanzando un máximo que parece estar desfasado cerca de entre 10 y 20 ms con respecto al máximo de producción total de hollín dentro de la llama. La temperatura máxima es en general menor en el caso de las llamas forzadas fuertemente que en las de forma moderada, pero con diferencias dentro del margen de error. Independientemente del nivel de forzamiento, las distribuciones de los campos de temperatura del hollín varían a lo largo del ciclo, por lo que en este trabajo se muestran los perfiles de temperatura a diferentes alturas normalizadas de la llama, entregando información de su base y de sus zonas superiores, la cual podría ser valiosa para otros trabajos tanto experimentales como numéricos.

Palabras clave: llamas de difusión, forzamiento acústico, fracción en volumen de hollín, temperatura de hollín

EX UMBRA
IN
SOLEM

ABSTRACT

This work present the results obtained from the measurement of soot temperature in laminar diffusion flames, which were acoustically forced with the intervention of a loudspeaker in the fuel line which generates a periodic disturbance whose intensity can be controlled.

Firstly, the theoretical bases on the characteristics of the flame are presented, then the acoustic forcing and finally the most important measured properties in the study: the soot volumen fraction, correspondonding to a measure of the amount of local soot presented in the different flame zones, and the soot temperature, which is the temperature of the soot particles and agglomerates within the flame

In order to perform these measurements, non-intrusive technics of light-of-sight attenuation (LOSA) and two-color spontaneous emission measurements were used, using also modulation, deconvolution and regularization techniques. Steady state flames were studied, and were forced with two levels of forcing intensity mantaining a constant frequency of 10 Hz. The error was calculated for all the experimental measurements.

One of the imposed condition for the flame was replicating the work of Shaddix et al. . [1] in order to replicate their soot volume fraction results and generate results for soot temperature. The soot volumen fraction measurements show a good concordance between the results of the article and those of this work, both in magnitudes and in local distribution, being found that it grows progressively as it advances a cycle until reaching a maximum near the moment in which the flame is completely separated from the base of the burner, then it start to extinguish quickly decreasing its amount of total soot. As for temperature, it was possible to measure and determine that, for a whole flame cycle, the maximum temperature remains practically constant, but its distribution varies significantly.

Then, the other condition, with less flow of fuel and oxidant, was impososed for the flame. Under these condition, an oxygen index sensitivity analysis was done between 21 % and 33 % in order to study the influence of this parameter. In the case of the steady state flames, the amount of maximum radially integrated local soot increases from $1,571\ ppm\ cm^2$ for OI 21 % to $1,839\ ppm^c m^2$ for OI 33 %. On the other hand, the amount of radially integrated soot and also at the flame height, decreases for the condition with the higher oxygen index to about $2/3$ from $3,088\ ppm\ cm^3$ of the flame with OI 21 %. A similar behavior is observed for forced flames, in which the radially integrated soot volume fraction increases with the increase of the oxygen index, but the amount of total soot in the flame decreases as this parameter gets higher. The production of total soot of the flame has a sinusoidal behavior independent of the forcing level, but if the forcing increases, an increase in magnitude and also a displacement of the maximum is found, observing a more sudden decrease .

In the case of the soot temperature, it can be seen how its maximum increases as the oxygen index increases, both in the steady state and in the forced cases. For strongly forced flames, it is obseved that the maximum flame temperature remains practically constant throughout the cycle for a given oxygen index, but in moderately forced flame a cyclical behavior is observed, reaching a maximum that seems to be out of phase between 10 and 20 ms regarding to the maximum total soot production in the flame. The maximum temperature is generally lower in the case of strongly forced than in moderately forced flames, but with differences within the margin of error. Regardless of the level of forcing, the soot temperature field distributions vary throughout the cycle, thus in this work the temperature profiles are shown at different normalized heights of the flame, providing information of the base and superior zones of the flame, which could be valuable information for other experimental and numerical works.

Keywords: diffusion flames, acoustic forcing, soot volume fraction, soot temperature

EX UMBRA
IN
SOLEM

Índice de Contenidos

1. Introducción **1**
1.1. Objetivos . . . 2

2. Marco teórico **3**
2.1. Llama de difusión laminar . . . 3
2.2. Hollín . . . 4
2.3. Índice de Oxígeno . . . 5
2.4. Forzamiento acústico . . . 6
2.4.1. Altavoz dinámico . . . 6
2.5. Altura de llama . . . 7
2.6. Fracción en volumen de hollín . . . 7
2.6.1. Absorción modulada . . . 9
2.6.2. Deconvolución . . . 10
2.6.3. Regularización de Tikhonov y Curva L . . . 11
2.6.4. Fracción en volumen de hollín integrada . . . 12
2.7. Temperatura de hollín . . . 12
2.7.1. Emisión en dos colores . . . 13

3. Aparato experimental **15**
3.1. Forzador acústico y sincronización . . . 16
3.2. Métodos de diagnóstico no intrusivos . . . 17
3.2.1. Segmentación para medir altura de llama . . . 17
3.2.2. Atenuación del camino óptico . . . 17
3.2.3. Emisión espontánea del hollín . . . 18
3.3. Cálculo del error . . . 19
3.4. Validación de las técnicas . . . 20

4. Resultados y discusiones **21**
4.1. Llama réplica de Shaddix y Smyth . . . 21
4.1.1. Altura de llama . . . 21
4.1.2. Campos de fracción en volumen de hollín y temperatura del hollín . . . 21
4.1.3. Fracción en volumen de hollín integrada . . . 23
4.1.4. Temperatura del hollín . . . 24
4.1.4.1. Máximos de temperatura del hollín . . . 24
4.2. Llama propia con variación del índice de oxígeno . . . 26
4.2.1. Altura de llama . . . 27
4.2.2. Campos de fracción en volumen de hollín y temperatura de hollín . . . 27
4.2.3. Fracción en volumen de hollín integrada . . . 31
4.2.4. Temperatura del hollín . . . 32
4.2.4.1. Máximos de temperatura del hollín . . . 36
4.2.5. Relación local de hollín y temperatura de hollín . . . 36

5. Conclusiones **41**

Bibliografía **43**

A. Anexo **49**
A.1. Campos de fracción en volumen de hollín y temperatura 49
A.2. Perfiles radiales de temperatura de hollín 55

Índice de Tablas

4.1. Flujos de oxidante para la variación en el índice de oxígeno utilizado. 26
4.2. Resumen resultados llama de variación de índice de oxígeno. 26

EX UMBRA
IN
SOLEM

Índice de Figuras

2.1. Estructura llamas de difusión normal. . . . 3
2.2. Clasificación de llamas según su número de Reynolds. . . . 4
2.3. Panel izquierdo: La evolución en la morfología del hollín observada en la línea central de una llama de difusión laminar de coflujo. Panel derecho: Ilustración gráfica de los procesos considerados en la formación del hollín. Fuente:Kholghy et al. [2] . . . 5
2.4. Diagrama de la estructura de un altavoz dinámico. . . . 6
2.5. Extinción de luz por una *nube* de partículas de hollín. . . . 8
2.6. Proceso de absorción modulada. . . . 9
2.7. Discretización por capas del método Onion-Peeling. . . . 10
2.8. Curvas L típicas. . . . 11
2.9. Geometría interna de la discretización de la llama axisimétrica. . . . 14

3.1. Esquema del aparato experimental. . . . 15
3.2. Ejemplo de captura de datos secuencial. . . . 16
3.3. Muestra de una llama de difusión laminar original en el espectro visible, máscara generada y llama post procesamiento. . . . 17
3.4. Instalación LOSA. . . . 18
3.5. Emisión espontanea. . . . 18
3.6. Comparación entre los perfiles radiales entre los resultados de [1] y las mediciones experimentales obtenidas en este estudio. . . . 20

4.1. Altura de llama, obtenida de emisión en el espectro visible. . . . 21
4.2. Campos de fracción en volumen de hollín y temperatura del hollín para la llama réplica forzada moderadamente a 10 Hz. . . . 22
4.3. Máximos de fracción en volumen de hollín integrada y carga de hollín para diferentes. La línea de trazos y la línea de puntos y trazos representan las cantidades respectivas del estado estacionario. Llama réplica. . . . 23
4.5. Temperatura del hollín máxima para cada fase del ciclo. La línea a trazos corresponde a la temperatura de hollín máxima de la llama en estado estacionario. Llama réplica. . . . 24
4.4. Perfiles radiales de temperatura del hollín para las llamas en estado estacionario y forzada a diferentes fases del ciclo. Lláma réplica. . . . 25
4.6. Altura vs índice de oxígeno para las llamas en estado estacionario. . . . 27
4.7. Altura de llama para la variación en las fases del ciclo para los distintos índices de oxígeno. . 27
4.8. Campos de fracción en volumen de hollín y temperatura del hollín para la llama con OI 21 % forzada de forma moderada. . . . 28
4.9. Campos para la llama con OI 21 % forzada de forma fuerte. . . . 29
4.10. Campos para la llama con OI 33 % forzada de forma moderada. . . . 30
4.11. Máximos de fracción en volumen de hollín integrada y carga de hollín para diferentes fases del ciclo de la llama bajo diferentes índices de oxígeno. La línea de trazos y la línea de puntos y trazos representan las cantidades respectivas del estado estacionario. . . . 31

4.12. Máximos de fracción en volumen de hollín integrada y carga de hollín para diferentes fases del ciclo de la llama bajo diferentes índices de oxígeno. La línea de trazos y la línea de puntos y trazos representan las cantidades respectivas del estado estacionario. 32
4.13. Perfiles radiales de temperatura del hollín para las llamas en estado estacionario y forzada de forma moderada a diferentes fases del ciclo. Llama con OI 21 %. 33
4.14. Perfiles radiales de temperatura del hollín para las llamas en estado estacionario y forzada de forma fuerte a diferentes fases del ciclo. Llama con OI 21 %. 34
4.15. Perfiles radiales de temperatura del hollín para las llamas en estado estacionario y forzada de forma moderada a diferentes fases del ciclo. Llama con OI 21 %. 35
4.16. Temperatura del hollín máxima para la variación en el índice de oxígeno en las llamas en estado estacionario. 37
4.17. Temperatura del hollín máxima para cada fase del ciclo de las llamas variando su índice de oxígeno y la intensidad de forzamiento. 37
4.18. Relación entre la carga de hollín y la temperatura del hollín máxima, para diferentes intensidades de forzamiento, fases del ciclo e índices de oxígeno. 38
4.19. A la izquierda, se muestran los campos de fracción en volumen de hollín (arriba) y temperatura del hollín (abajo). A la derecha, se muestra el error obtenido experimentalmente. 39
4.20. Contornos de la fracción en volumen de hollín (ppm) superpuestos sobre el campo de temperatura del hollín. 39

A.1. Campos de fracción en volumen de hollín y temperatura del hollín para la llama con OI 25 % forzada de forma moderada. 49
A.2. Campos de fracción en volumen de hollín y temperatura del hollín para la llama con OI 25 % forzada de forma fuerte. 50
A.3. Campos de fracción en volumen de hollín y temperatura del hollín para la llama con OI 29 % forzada de forma moderada. 51
A.4. Campos de fracción en volumen de hollín y temperatura del hollín para la llama con OI 29 % forzada de forma fuerte. 52
A.5. Campos de fracción en volumen de hollín y temperatura del hollín para la llama con OI 33 % forzada de forma fuerte. 53
A.6. Perfiles radiales de temperatura del hollín para las llamas en estado estacionario y forzada de forma moderada a diferentes fases del ciclo. Llama con OI 25 %. 55
A.7. Perfiles radiales de temperatura del hollín para las llamas en estado estacionario y forzada de forma fuerte a diferentes fases del ciclo. Llama con OI 25 %. 56
A.8. Perfiles radiales de temperatura del hollín para las llamas en estado estacionario y forzada de forma moderada a diferentes fases del ciclo. Llama con OI 29 %. 57
A.9. Perfiles radiales de temperatura del hollín para las llamas en estado estacionario y forzada de forma fuerte a diferentes fases del ciclo. Llama con OI 29 %. 58
A.10. Perfiles radiales de temperatura del hollín para las llamas en estado estacionario y forzada de forma fuerte a diferentes fases del ciclo. Llama con OI 33 %. 59

1 | Introducción

Una de la principales y más importantes fuentes de energía utilizada en el mundo es obtenida a partir de procesos de combustión. Uno de los problemas radica en que en general estos procesos liberan cantidades importantes de contaminantes tales como hollín, NOx y SOx, que podrían causar daños considerables al medio ambiente y a la salud de las personas [3–6].

Debido a lo anterior, es de gran importancia estudiar la combustión tanto de forma experimental como a través de simulación numérica, de tal manera de mejorar la comprensión sobre sus propiedades físicas tales como su temperatura o energía liberada, además del comprender el tipo, composición y cantidad de contaminantes producidos. La combustión laminar ofrece la posibilidad de estudiar los diferentes fenómenos de manera controlada y estable, permitiendo estudios más acabados y mejor comprendidos que para las llamas turbulentas, lo que ha posibilitado grandes avances en el área. Sin embargo, muchos de los procesos de combustión son turbulentos, cambiantes y difíciles de comprender en su totalidad.

Las llamas laminares forzadas son una oportunidad interesante para ayudar a reducir la brecha existente entre la combustión laminar y la turbulenta. Dicha configuración de llamas presenta una importante ventaja, permite una condición en que sus propiedades varían con el tiempo pero de manera controlada, con un alto grado de repetibilidad. La condición de forzamiento puede ser impuesta al aplicar un forzamiento periodico del flujo de combustible. Estas llamas oscilantes han sido ampliamente estudiadas de forma experimental: [1, 7–16], numérica: [17–19], o combinando ambos enfoques: [20–23] en las últimas décadas.

Una contribución notable es atribuible al grupo de Smyth y sus colegas. Concluyeron que la extinción causada por las partículas de hollín se incrementa en gran medida en las llamas forzadas con respecto a aquellas en condiciones estacionarias [7]. Esta conclusión fue reforzada con las mediciones de fracción en volumen de hollín utilizando la técnica LII para una llama de metano-aire forzada a 10 Hz [8], y luego fue extendida para otros combustibles en Shaddix y Smyth [1], concluyendo que la producción de hollín para una llama de difusión laminar de etileno-aire se ve incrementada comparada con su versión en estado estacionario, pero de una forma más moderada comparada con la llama de metano-aire. Otro grupo estudió los efectos del forzamiento en la concentración de CO y temperatura de llama para una llama de metano-aire de difusión sin premezcla, indicando que ambas cantidades incrementan con respecto al caso de estado estacionario [10]. También se registra un estudio del efecto de la variación en la concentración del hollín al variar la frecuencia, en un rango entre 10 Hz y 200 Hz, para llamas de difusión laminar de etileno-aire, concluyendo que la formación total de hollín en la llama disminuye al disminuir también la frecuencia de oscilación [14].

Entre los estudios que combinan ambos enfoques destacan los trabajos de Dworkin et al. [22] y Jocher et al [23]. En el primero se determinó la temperatura de llama y los perfiles de las especies más importantes para una llama de difusión sin producción de hollín de metano-aire a 20 Hz y diferentes niveles de forzamiento, obteniendo una buena concordancia cualitativa entre los resultados experimentales y numéricos, en su búsqueda de un modelo de química más detallado. Mientras tanto, Jocher et al. investigaron los efectos del forzamiento acústico en la evolución del hollín y temperatura en una llama de difusión de etileno-aire basado en resultados experimentales para la concentración de hollín en una llama forzada, y en una llama en estado estacionario para la temperatura. En su trabajo, las llamas fueron forzadas a 20 Hz y 40 Hz, encontrando una reducción en el máximo local de fracción en volumen de hollín para el aumento en la frecuencia de

forzamiento, concluyendo que a 20 Hz la influencia de la aceleración de la fuerza de flotación de los gases calientes de combustión podrían jugar un rol en la formación del hollín, mientras que a 40 Hz la formación de hollín está principalmente dominada por el forzamiento de flujo.

Este trabajo busca evaluar la temperatura de hollín a través de mediciones simultáneas de absorción y emisión de hollín, en una llama laminar axisimétrica de difusión de etileno-aire, forzada con una perturbación periódica a diferentes frecuencias y con distintas intensidades. Además, se varía el índice de oxígeno del oxidante para estudiar sus efectos. Las mediciones de fracción en volumen de hollín y temperatura de hollín fueron determinadas por técnicas en el estado del arte, aplicando técnicas de deconvolución y regularización, aplicadas a diferentes fases de la llama, proveyendo información radial local dentro de llama, así como indicadores globales.

1.1. Objetivos

Objetivo general

Determinar la temperatura de hollín en llamas de difusión laminar axisimétricas forzadas acústicamente bajo diferentes condiciones de forzamiento e índices de oxígeno.

Objetivos específicos

- Establecer las bases teóricas necesarias para determinar las propiedades a estudiar del hollín en las llamas.
- Adaptar el sistema de forzamiento acústico y sincronización de instrumentos con el fin de lograr las llamas deseadas y poder capturarlas en el momento indicado.
- Adaptar en el aparato experimental el diagnóstico óptico que permita recuperar el fenómeno de extinción de un haz de luz colimado al pasar por una llama con presencia de hollín.
- Adaptar en el aparato experimental el diagnóstico óptico que permite captar la emisión espontánea del hollín en la llama en diferentes longitudes de onda.
- Elaborar un software, que permita tratar las imágenes de extinción y emisión, para obtener resultados respecto a la fracción en volumen de hollín y la temperatura de hollín de las llamas estudiadas.
- Realizar campañas de mediciones experimentales conducentes a generar diferentes tipos de llamas de difusión variando el índice de oxígeno, y la intensidad y frecuencia del forzador.
- Cuantificar la precisión durante la campaña mediante un análisis de error.

2 | Marco teórico

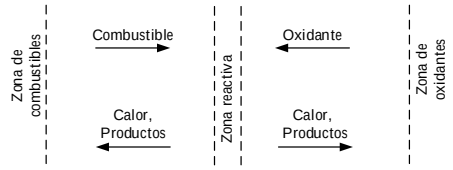
2.1. Llama de difusión laminar

Existen variados procesos de combustión en los cuales el combustible y el oxidante se encuentran inicialmente separados, ya sea por naturaleza o por algún diseño práctico, como por ejemplo un panel de madera en llamas, la llama de una vela o un motor Diesel. Esta configuración corresponde a una llama sin premezcla, la cual puede dividirse en tres zonas de acuerdo con Law [24]: una rica en combustible, una rica en oxidante y una zona de reacción separando las dos anteriores. Para que la combustión pueda existir, es fundamental que los reactantes se junten gracias a algún mecanismo de transporte.

El fenómeno de difusión corresponde al transporte de masa causado por los gradientes de concentración, y controla en gran parte el proceso de combustión de este tipo de llamas, por sobre otros fenómenos de transporte como gradientes de momento o de temperatura, y por tanto juega un rol fundamental. Debido a esto, este tipo de llama es convencionalmente denominada de difusión. Como el combustible y el oxidante son transportados uno hacia el otro, se calientan y eventualmente mezclan dentro de la zona reactiva. Si la temperatura es lo suficientemente alta para las condiciones de mezcla de combustible y oxidante, ocurre la reacción química de la combustión.

La reacción entre ambos ocurre rápidamente, sin embargo también lo hace a una tasa finita, y como la zona de reacción tiene un espesor también finito, una reacción completa no puede ser alcanzada, y por tanto pequeñas cantidades de combustible y oxidante se filtran a través de la zona de reacción. A pesar de aquello, es útil asumir que la reacción ocurre infinitamente rápido y por tanto se encuentra confinada a una delgada zona de reacción, mientras que combustible y oxidante se encuentran confinados a sus respectivas zonas de suministro, sin que se produzcan filtraciones. La Figura 2.1a muestra una llama de difusión normal sobre un quemador de ranura (*slot burner* en inglés), en donde a través de dos ranuras lineales sale un flujo combustible, mientras que por ranuras lineales exteriores existe un flujo de oxidante, permitiendo ver claramente las distintas zonas de la reacción. La Figura 2.1b corresponde a un esquema de las diferentes zonas de la llama de difusión.



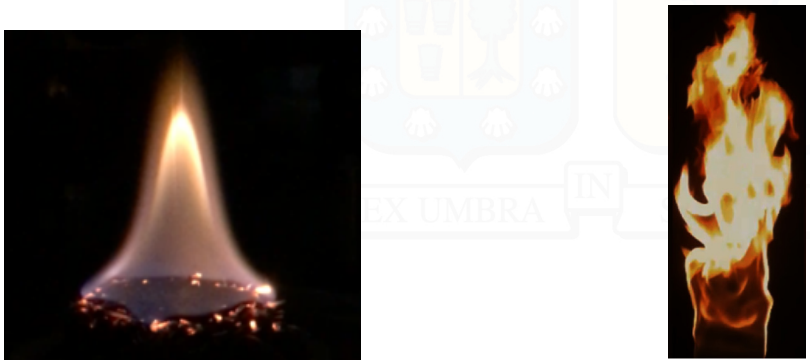


(a) Llama de difusión generada en un quemador de ranura. Fuente: Shaddix et al. (2005) [25]

(b) Configuración física de un sistema de difusión. Fuente: Law [24]

Figura 2.1: Estructura llamas de difusión normal.

Por otra parte, estas llamas pueden ser clasificadas según la velocidad de inyección de combustible. Si son lo suficientemente pequeñas para que su número de Reynolds sea laminar, corresponde a una llama de difusión laminar, por el contrario se clasifica como llama de difusión turbulenta. Las llamas de difusión laminar tienen como gran ventaja que son geométricamente estables (como en la Figura 2.2a), permitiendo un mejor estudio de estas. Sin embargo, gran parte de los procesos prácticos de combustión tienen características turbulentas (como en la Figura 2.2b), incrementando la complejidad en el estudio químico y físico [26, 27]. Estas llamas turbulentas son frecuentemente estudiadas a partir de los resultados obtenidos en llamas laminares, integrando el concepto de flamelet [28]. Sin embargo, no está claro que los mecanismos de reacción y las propiedades físicas se mantengan entre un tipo de llama y el otro, generando un vacío entre ambos enfoques.



(a) Llama laminar. **(b)** Llama turbulenta. Fuente: Hu et al. [29]

Figura 2.2: Clasificación de llamas según su número de Reynolds.

2.2. Hollín

Uno de los principales contaminantes generados por los procesos de combustión corresponde al hollín, por lo que revierte un importante interés en la comunidad científica el caracterizarlo. Por una parte, el hollín puede afectar negativamente la salud de las personas [30], la calidad del aire e incluso el clima regional o mundial [31–33]. Por otra parte, el hollín irradia energía intensamente a altas temperaturas, y por tanto puede ser deseable para cierto usos como calderas o fundiciones. Las partículas de hollín se componen principalmente por carbono, y se producen durante un proceso de combustión incompleto a alta temperatura.

La formación de hollín es un proceso complejo. Según el trabajo de Kholghy et. al [2], se asume que su formación comienza cuando la pirólisis de un combustible forma precursores del hollín. Luego, se pasa a la fase de formación (en inglés *inception*), que corresponde a la aparición de los primeros aglomerados de hidrocarburos aromáticos policíclicos (PAH, por sus siglas en inglés). Estos aglomerados pasan por un proceso de nucleación, para luego formar partículas de carbono orgánico de nivel nanoscópico. Estas partículas corresponden al hollín naciente, las cuales luego aumentan su tamaño mediante el crecimiento de superficie gracias a reacciones químicas, así como a la condensación de PAHs, y finalmente con los procesos de coagulación y coalescencia. Debido a las altas temperaturas, estas partículas pierden el hidrógeno, y se vuelven más carbonizadas, pasando a denominarse hollín maduro. Estas partículas tienden a ser agregados de partículas primarias sólidas y esféricas. Finalmente, los aglomerados de partículas de hollín pierden masa y tamaño durante los procesos de oxidación y fragmentación. La Figura 2.3 muestra todo el proceso.

Estudios más acabados sobre la formación del hollín y las técnicas de diagnóstico que buscan estudiar su morfología pueden ser encontrados en [2, 34].

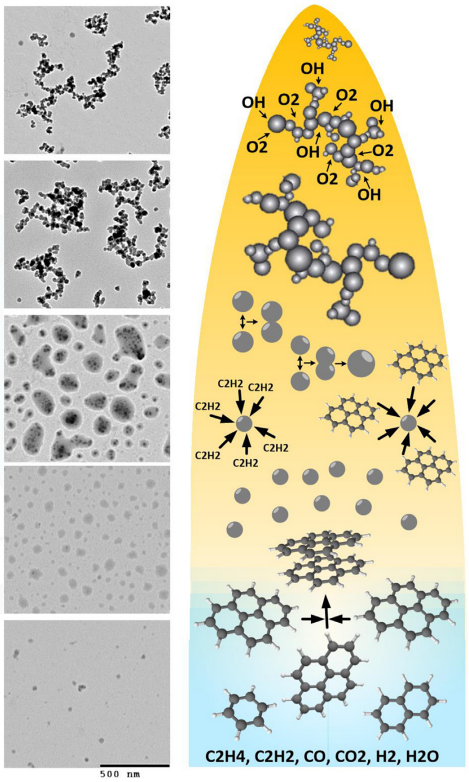


Figura 2.3: Panel izquierdo: La evolución en la morfología del hollín observada en la línea central de una llama de difusión laminar de coflujo. Panel derecho: Ilustración gráfica de los procesos considerados en la formación del hollín. Fuente:Kholghy et al. [2]

2.3. Índice de Oxígeno

El índice de oxígeno (OI, por sus siglas en inglés (*oxygen index*)) corresponde a la concentración de oxígeno en el flujo de oxidante, el cual está formado tanto por el oxigeno como por un diluyente, tal como se representa en la siguiente ecuación:

$$OI = \frac{Q_{\text{oxígeno}}}{Q_{\text{oxígeno}} + Q_{\text{diluyente}}} \tag{2.1}$$

En este trabajo se utiliza aire, y por lo tanto el diluyente principal corresponde al nitrógeno, con trazas de dióxido de carbono, hidrógeno y ciertos gases nobles. Tal como se indica en [35], el índice de oxígeno tiene importantes efectos sobre la estructura de llama, la producción de hollín y la radiación generada por las llamas de difusión.

Haynes y Wagener [36] indican que conforme aumenta el índice de oxígeno de una llama menor es su tendencia a *humear* (es decir, que la llama libere el hollín en forma de humo, en lugar de contenerlo). Por otra parte, mientras mayor sea el índice de oxígeno, se espera una mayor concentración de hollín así como un aumento en la temperatura en la zona de llama.

2.4. Forzamiento acústico

La intermitencia de llamas laminares busca disminuir la brecha de conocimientos entre llamas laminares y turbulentas al agregar la componente de variabilidad en el tiempo, permitiendo una alternativa al estudio directo de llamas turbulentas. Dicho forzamiento puede ser inducido mediante un forzamiento mecánico [14, 37], como una fluctuación inducida de forma magnética o mediante forzamiento acústico, que corresponde a la forma más utilizada experimentalmente para generar la intermitencia [7, 10, 20, 38–41].

El forzamiento acústico pretende perturbar la presión del combustible en su entrada al quemador de manera periódica y controlada, generando una variación en la velocidad de inyección del combustible. Las propiedades de la onda sonora dependen de las características propias del forzador acústico.

2.4.1. Altavoz dinámico

Para realizar el forzamiento se utilizó el tipo de altavoz más utilizado en la actualidad, un altavoz dinámico. Según Kuttruff [42], en este tipo de altavoz, un campo magnético inducido por un imán permanente, que es concéntrico con una bobina cilíndrica de alambre dispuesta de tal manera de ocupar una pequeña brecha en la apertura del imán. Los polos del imán se disponen de tal manera que se produzca un campo magnético radial en dicha brecha. Cuando una corriente eléctrica fluye a través de la bobina, una fuerza electromágnetica con dirección axial desplaza a la bobina hacia delante o hacia atrás junto con una membrana unida a ésta, la cual generalmente tiene forma de cono para incrementar su rigidez. Este movimiento comprime y descomprime el aire frente a la membrana, generando luego una variación en la presión que se propaga como una onda mecánica.

Tanto el perímetro exterior de la membrana como la bobina se encuentran unidas a elementos flexibles de suspensión que permiten deflexiones en dirección axial, pero impiden movimientos perpendiculares al eje. La membrana a su vez se fabrica con papel, plástico o aluminio. Dependiendo del material, forma y estructura escogida para la membrana, esta reaccionará de diferente forma a distintas frecuencias, delimitando zonas en el espectro en que la vibración sea uniforme u otras en que se produzcan resonancias capaces de deformar a la membrana, produciendo sonidos no deseados. Debido a esto, generalmente se separan los amplificadores para que emitan en baja frecuencia (sonidos graves) o alta frecuencia (sonidos agudos). Por otra parte, la intensidad del sonido viene dada por la amplitud de la onda, la que a su vez está limitada por la potencia que admite el altavoz, y controlada por el voltaje suministrado por el amplificador.

La Figura 2.4 muestra un esquema de la estructura del altavoz. El imán aparece en color gris, la bobina en naranjo aparece unida al cono. En rojo están representados los elementos flexibles, mientras que en amarillo se muestra la cubierta utilizada para proteger a la bobina de elementos externos como el polvo.

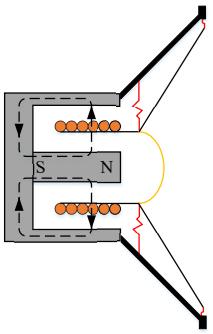


Figura 2.4: Diagrama de la estructura de un altavoz dinámico.

2.5. Altura de llama

Una de las características que naturalmente se busca determinar corresponde a la altura de la llama. Sin embargo, surge de inmediato la dificultad de cómo definir correctamente cual es ésta. Para una llama de difusión en un quemador de coflujo, los trabajos experimentales definen la altura de la llama en base a la posición más alta a través del eje central de la llama luminosa en el espectro visible con respecto a la salida de la línea de combustible del quemador, denotándose como altura sobre el quemador (*height above burner* (HAB) en inglés). Sin embargo, este criterio no es compatible con los resultados obtenidos de simulaciones numéricas en las cuales no es posible saber donde se encuentra la emisión en el espectro visible. Un método frecuentemente utilizado en modelamiento numérico es definir la altura de llama como el punto en el eje central en que el combustible y el oxidante se encuentran en proporción estequiométrica [43]. Por otra parte, se puede definir la altura de la zona reactiva, tanto de manera experimental como numérica, determinando la zona donde se encuentran los radicales CH* [44, 45].

Experimentalmente, para calcular la altura de llama, tanto para la zona visible como para la zona de reacción se utiliza el método de segmentación de Ko et al. [46]. En su trabajo, se estableció un método para la identificación de llamas en movimiento para la detección de incendios. El método se basa en la detección de la radiación emitida por la llama en el espectro visible, con el cual es posible establecer la altura de su zona luminosa. Esta metodología también puede aplicarse a la detección de la zona reactiva, la cual está dada por la emisión espontanea de radicales CH*, utilizando un filtro centrado en 430 *nm* de tal manera de incrementar la captación de la luminiscencia de dichos radicales y atenuar la radiación del hollín.

2.6. Fracción en volumen de hollín

La fracción en volumen de hollín (f_s) es una medida de la cantidad de hollín existente en la llama,y puede ser expresada como [47]:

$$f_s = \frac{V_s}{V}, \tag{2.2}$$

en donde V_s corresponde al volumen que ocupan las partículas de hollín en la llama de volumen V (considerado como la suma del volumen de oxidante y combustibles). Esta medida es de gran importancia para conocer no solamente la cantidad total de hollín producida por la llama, sino que también la ubicación de las partículas dentro de llama. Es importante también para conocer las zonas donde predomina la oxidación, los procesos de nucleación o de crecimiento.

Existen diversas técnicas documentadas para medir la fracción en volumen de hollín de forma no intrusiva, como el diagnóstico con incandescencia inducida por láser (*LII*, del inglés Laser Induced Incandescence) [48], o la técnica de extinción de luz(en inglés, *Line of Sigth Attenuation* (LOSA)). Esta última técnica fue escogida para este trabajo, y consiste en medir la atenuación de la luz al atravesar las partículas [49]. Las partículas de hollín al ser sometidas a la luz de un rayo láser de baja energía, generan un fenómeno de extinción de luz, el cual principalmente se compone a su vez, de la suma de dos efectos (tal como se puede ver en la Figura 2.5):

- Absorción: transformación de energía electromagnética a otras formas.
- Dispersión: separación de ondas electromagnéticas en otras direcciones.

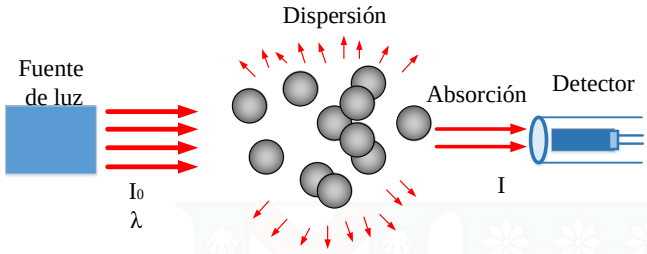


Figura 2.5: Extinción de luz por una *nube* de partículas de hollín.

Según la Ley de Bouger-Lamber-Beer [50], la intensidad incidente I_0 de una onda electromagnética monocromática (es decir, que actúa a una longitud de onda única y constante) se ve atenuada por el medio que atraviesa según:

$$I = I_0 \exp\left(-\int_0^L K_{ext} ds\right) \tag{2.3}$$

en donde I corresponde a la intensidad de la onda detectada tras atravesar un medio de camino óptico de longitud L, y K_{ext} corresponde al coeficiente de extinción de las partículas. Luego, se puede llegar a la fracción en volumen de hollín siguiendo el procedimiento descrito en [51, 52]. En primer lugar, el coeficiente de extinción viene dado por:

$$K_{ext} = \frac{\pi}{4} C_n \int_0^\infty Q_{ext}(D) N(D) D^2 dD \tag{2.4}$$

en donde C_n corresponde al número de densidad de partículas, D corresponde al diámetro de partícula, $N(D)$ a la distribución de tamaño de partículas y $Q_{ext}(D)$ corresponde a la eficiencia de extinción de las partículas. La eficiencia de la extinción corresponde a su vez a la suma de las eficiencias de absorción (Q_{abs}) y de dispersión (Q_{disp}), y viene dada por:

$$Q_{ext} = \underbrace{4x\, Im\left(\frac{m^2-1}{m^2+2}\right)}_{Q_{abs}} + \underbrace{\frac{8}{3} x^4 Re\left(\frac{m^2-1}{m^2+2}\right)}_{Q_{disp}} \tag{2.5}$$

En la ecuación (2.5), m corresponde al índice refractivo complejo del hollín, y $x = (\pi D/\lambda)$. Si se considera que la luz monocromática tiene una longitud de onda λ considerablemente más grande que el diámetro de partículas, $x << 1$, y por tanto Q_{disp} se vuelve despreciable con respecto Q_{abs}. Luego, combinando las ecuaciones (2.3), (2.4) y (2.5) se tiene:

$$I = I_0 exp\left(-\pi^2 \frac{L}{\lambda} Im\left(\frac{m^2-1}{m^2+2}\right) C_n \int_0^\infty N(D) D^2 dD\right) \tag{2.6}$$

Además, la fracción en volumen de hollín f_s se relaciona con C_n de la siguiente forma:

$$f_s = \frac{\pi}{6} C_n \int_0^\infty N(D) D^3 dD \tag{2.7}$$

La transmitancia espectral τ, correspondiente a la razón entre I e I_0, puede ser expresada reordenando la ecuación 2.3 del siguiente modo:

$$-ln(\tau) = \int_0^L K_{ext} ds \tag{2.8}$$

Finalmente, reemplazando (2.7) en (2.6), utilizando (2.8), considerando que K_{ext} es constante a lo largo del camino óptico[1] y despejando f_s se obtiene:

$$f_s = \frac{\lambda}{6\pi E(m)} \frac{-ln(\tau)}{L} \tag{2.9}$$

[1] supuesto que en principio es erróneo para una llama axisimétrica, pero que busca ser remediado con la absorción modulada.

En donde $E(m)$ es una función del índice refractivo complejo m del hollín y viene dado por la ecuación (2.10).

$$E(m) = Im\left(\frac{m^2-1}{m^2+2}\right) = \frac{6nk}{(n^2-k^2+2)^2+(2nk)^2} \tag{2.10}$$

Se debe notar que la determinación de m es complicada, y diversos autores proponen diferentes aproximaciones. El trabajo más utilizado en la literatura corresponde al realizado por Chang y Charalampopoulos [53]. En su trabajo, el índice refractivo complejo de las partículas de hollín corresponde a: $m = n - ik$, el cual tiene una parte real n y una parte imaginaria k. Finalmente, dada una longitud de onda fija λ, los valores de n y k vienen dados por:

$$n_\lambda = 1{,}811 + 0{,}1263ln(\lambda) + 0{,}027(ln(\lambda))^2 + 0{,}0417(ln(\lambda))^3 \tag{2.11}$$

$$k_\lambda = 0{,}5821 + 0{,}1213(ln(\lambda)) + 0{,}2309(ln(\lambda))^2 - 0{,}01(ln(\lambda))^3 \tag{2.12}$$

Una forma alternativa de presentar la ecuación (2.10), común en la literatura, es considerar al coeficiente de absorpción en una determinada longitud de onda como $C_\lambda = 6\pi E(m)$. Además, se suele expresar la fracción en volumen de hollín en función del coeficiente de extinción en una longitud de onda K_λ, tal como se presenta a continuación:

$$f_s = \frac{\lambda K_\lambda}{C_\lambda} \tag{2.13}$$

2.6.1. Absorción modulada

Para aprovechar el principio de atenuación de luz, Jenkins y Hanson [49] proponen utilizar una técnica de extinción de luz en el cual se mide directamente el cambio de intensidad entre la fuente de luz monocromática emitida y captada. Debido a que la señal de extinción de luz captada podría tener ruido asociado al medio y a la emisión espontanea de la misma llama, la imagen debe ser corregida con una técnica de modulación. La intensidad de la luz corregida atenuada por la llama se puede calcular a partir de 4 conjuntos distintos de señales descritos a continuación (y mostrados por la Figura 2.6):

- S: llama encendida, fuente de luz encendida
- S': llama encendida, fuente de luz apagada
- I_0: llama apagada, fuente de luz encendida
- I_0': llama apagada, fuente de luz apagada

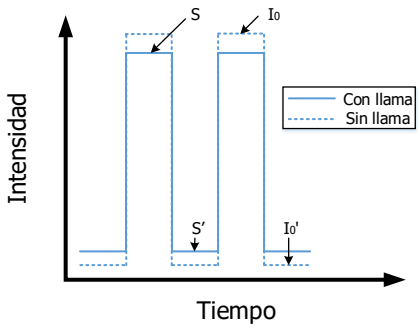


Figura 2.6: Proceso de absorción modulada.

De esta forma:

$$\tau = \frac{I}{I_0} = \frac{S - S'}{I_0 - I_0'} \tag{2.14}$$

Utilizando la ecuación (2.14), se puede obtener directamente la transmitancia τ, la cual puede ser utilizada para obtener la f_s según la ecuación (2.9).

2.6.2. Deconvolución

La señal captada se encuentra convolucionada, es decir, corresponde a la suma de la extinción producida por la onda al atravesar toda la llama, siendo que se necesita la información de un corte transversal, y por lo tanto debe ser deconvolucionada. Si la llama se considera axisimétrica, la ecuación (2.8) se puede expresar en términos del radio r de la llama para cualquier altura a través de la ecuación de Abel:

$$-ln(\tau_\lambda) = 2\int_y^R \frac{f(r)r}{\sqrt{r^2-y^2}}dr \tag{2.15}$$

en donde R es el radio máximo de la llama, y corresponde a la posición en un eje de referencia radial y $f(r)$ corresponde a la fracción en volumen de hollín en un anillo. Para resolver este problema se utiliza un método propuesto por Daun et al. [54], conocido como *Onion-Peeling*, en el cual se realiza una discretización de la solución de la ecuación (2.15) dividiendo la llama en capas, tal y como se aprecia en la Figura 2.7.

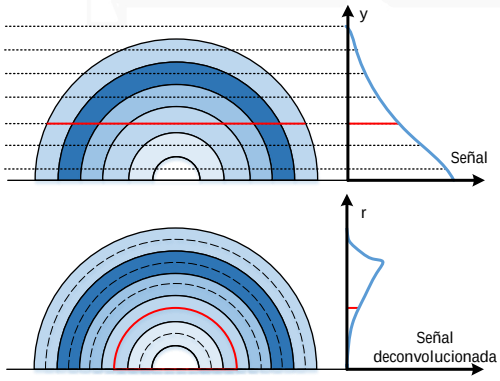


Figura 2.7: Discretización por capas del método Onion-Peeling.

Luego, dividiendo la llama en N anillos concéntricos de ancho $\Delta r = R/(N-1/2)$. Luego, denotando como P_i a al valor que toma $-ln(\tau_\lambda)$ a una distancia i desde el centro de la llama a través del eje de referencia, con transmitancia espectral constante, se puede replantear la ecuación 2.15 en su forma discreta del siguiente modo:

$$P_i = 2\sum_{j=i}^{N-1} K_\lambda(r_j) \int_{\substack{r_i, j=i \\ r_j-\Delta r/2, j>i}}^{r_j+\Delta r/2} \frac{r}{\sqrt{r^2-y_i^2}}dr, \tag{2.16}$$

donde $y_i = i\Delta r$, $r_j = j\Delta r$, $P_i = P(y_i)$ y $K_\lambda(r_j)$ es el coeficiente de absorción en el anillo ubicado en r_j. Gracias a la discretización, este problema de puede reescribir de forma matricial, y puede ser resuelto de manera sencilla por sustitución hacia atrás aprovechando su forma de matriz triangular.

$$A_{OP}\, x = b \tag{2.17}$$

En esta ecuación, x corresponde a las variables incógnitas, con $x^T = \{K_\lambda(r_j), j = 0, 1, ..., N-1\}$, mientras que b tiene los datos proyectados, es decir: $b^T = \{P_i, i = 0, 1, ..., N-1\}$. Finalmente, A_{OP} es una matriz triangular superior, y tiene un carácter puramente geométrico, representando el largo de los anillos concéntricos, y por tanto viene dada por:

$$A_{OP} = \begin{cases} 0, & i > j \\ 2\Delta r[(j+1/2)^2 - i^2]^{1/2}, & i = j \\ 2\Delta r[((j+1/2)^2 - i^2)^{1/2} & \\ -((j-1/2)^2 - i^2)^{1/2}], & i < j \end{cases} \tag{2.18}$$

2.6.3. Regularización de Tikhonov y Curva L

El problema descrito anteriormente se encuentra mal planteado (en inglés *ill-posed*), es decir, no cumple con alguno de los siguientes tres criterios [55]: i. existe su solución, ii. la solución es única, iii. el comportamiento de la solución cambia continuamente de acuerdo a las condiciones iniciales. Los problemas que requieren de la inversión de una matriz frecuentemente se encuentran mal planteados, ya que sus resultados finales son altamente sensibles a los valores iniciales (incumpliendo muchas veces el tercer criterio). Además, si se busca una solución numérica al problema mal planteado, se puede sufrir de inestabilidad numérica debido a la precisión finita con que cuentan las máquinas de computo. Todo esto confluye a que el error aumente y se propague hacia la solución final de manera considerable con respecto a los valores iniciales.

Esta dificultad se puede superar usando técnicas de regularización. La regularización consiste en presentar problemas bien planteados que sean muy parecidos al problema mal planteado y que sean capaces de llegar a la misma solución con un pequeño residual. La regularización de Tikhnonov propone un problema de mínimos cuadrados para generar una solución en el caso de problemas mal definidos lineales, que puede expresarse según:

$$min\left\{||Ax-b||_2^2+\alpha||Lx||_2^2\right\} \tag{2.19}$$

En donde Lx son las diferencias de primer orden, y es una matriz de orden $(N \times N+1)$, definida como:

$$L=\begin{bmatrix} 1 & -1 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ 0 & 1 & -1 & \dots & 0 & 0 \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & \ddots & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \dots & 1 & -1 \end{bmatrix} \tag{2.20}$$

El factor de regularización α, permite establecer el grado de suavizamiento de la curva resultante, a coste del alejamiento de la solución regularizada de la solución original. La relación de coste entre la precisión de la solución y su nivel de suavizamiento se puede expresar a través de la Curva L. Se obtiene graficando $log||Ax_\alpha - b||_2^2$ v/s $log||Lx_\alpha||_2^2$. El α a utilizar será aquel en donde la curvatura sea máxima. En la Figura 2.8 se pueden apreciar dos curvas L típicas, y sobre cada una de ellas se presenta rodeada de un círculo rojo indicando el punto de curvatura máxima. Para calcular dicha curvatura máxima se utiliza la siguiente expresión:

$$k_\alpha = \frac{\rho'_\alpha \eta''_\alpha - \rho''_\alpha \eta'_\alpha}{[(\rho'_\alpha)^2 + (\eta'_\alpha)^2]^{3/2}} \tag{2.21}$$

Donde: $\rho_\alpha = log(||Ax_\alpha - b||_2^2)$ y $\eta_\alpha = log(||Lx_\alpha||_2^2)$

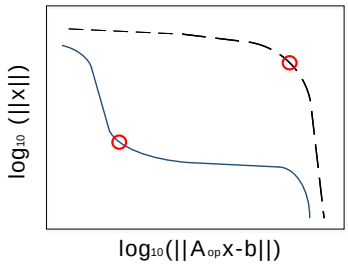


Figura 2.8: Curvas L típicas.

Lo que se busca es que α permita un equilibrio entre suavizar lo suficiente como para reducir las perturbaciones, pero no tanto como para alejarse de la solución real. Finalmente, para resolver el problema se define:

- $A_{Tik} = (A^T A + \alpha L^T L)$
- $b_{Tik} = A^T b$

Los cuales son utilizados para resolver por sustitución hacia atrás el problema:

$$A_{Tik}\, x^* = b_{Tik} \tag{2.22}$$

En donde x^* corresponde al vector de la solución regularizada.

2.6.4. Fracción en volumen de hollín integrada

La fracción en volumen de hollín integrada es una forma de evaluar la producción global de hollín de la llama. Una primera forma de determinarla es integrando a una altura determinada, lo que permite conocer como va evolucionando la cantidad total de hollín con respecto la altura. La ecuación (2.23) presenta la fracción en volumen de hollín integrada β a una altura z determinada.

$$\beta(z) = \int_0^{2\pi} \int_0^R f_s(r)\, r\, dr\, d\theta \tag{2.23}$$

Además, si la fracción en volumen de hollín se integra tanto en su altura como radialmente, tal como en la siguiente ecuación:

$$\Gamma = \int_0^{z_{max}} \beta(z)\, dz \tag{2.24}$$

se puede determinar la producción total de hollín en un instante dado, lo que se conoce como carga de hollín Γ (*soot loading* en inglés).

2.7. Temperatura de hollín

En un proceso de combustión, la temperatura revierte una de las variables de mayor interés. Esto se debe a que la mayoría de las reacciones químicas en una llama, las que a su vez controlan la formación de contaminantes o la liberación de energía, están fuertemente relacionadas con la temperatura. Por si fuera poco, en los procesos prácticos de combustión la temperatura afecta directamente la elección de los materiales a usar en el aparato, así como su duración.

La temperatura puede ser calculada teóricamente como la temperatura adiabática de llama, que corresponde a la temperatura de equilibrio en un proceso adiabático e isobárico, y que entrega entre otras cosas la máxima temperatura alcanzable por la llama dada una cierta mezcla ([24]). Experimentalmente existen un número limitado pero diverso de técnicas tanto intrusivas como no intrusivas, y su elección depende de las características que mejor se ajusten a cada situación. La temperatura de los gases de una llama puede ser determinada mediante termocuplas [56], utilizando interfereometría [57, 58], técnicas que utilizan lásers y espectrometros, como la CARS [59, 60] o la NTLAF [61]. Para este trabajo, se utiliza una técnica de emisión espontánea, obteniéndose la temperatura de las partículas de hollín dentro de la llama.

Para lograr medir la temperatura de hollín (T_s) se puedes utilizar técnicas contenidas en dos grupos. Los métodos de un color de emisión o la radiación emitida por las partículas de hollín (o alguna especie como CO) a una única y determinada longitud de onda para inferir la temperatura ofrecen una alternativa que requiere un aparato experimental menos complejo, pero a su vez implican necesariamente una calibración previa de los instrumentos. Por otra parte, los métodos de dos colores capturan la emisión espontánea, la radiación o la incandescencia de las partículas de hollín en la llama para luego determinar la temperatura a partir de las mediciones obtenidas en dos diferentes longitudes de onda. Si bien algunas de estas técnicas requieren calibración [62], en su gran mayoría permiten inferir la temperatura sin requerir de ésta (ver por ejemplo los trabajos de [63], [49] o [64]).

2.7.1. Emisión en dos colores

La técnica de emisión en dos colores se basa en el hecho de que es posible inferir la temperatura del hollín en base a la comparación de sus emisiones en dos longitudes de onda conocidas y diferentes, siempre y cuando se conozca además la fracción en volumen de hollín. De acuerdo al trabajo de Jenkins y Hanson [49], la intensidad de radiación de emisión y absorción I_λ de una llama a través de un camino óptico, se puede escribir según la siguiente ecuación:

$$\frac{dI_\lambda}{dl} + K_\lambda(l)I_\lambda = J_\lambda(l) \tag{2.25}$$

donde $J_\lambda(l) = K_\lambda(r)I_\lambda^{bb}$ representa la emisión de la llama, y mediante la función de Planck se puede obtener la intensidad de cuerpo negro I_λ^{bb}, dada por:

$$I_\lambda^{bb}(T) = \frac{C_1}{\lambda^5(exp(\frac{C_2}{\lambda T} - 1)} \tag{2.26}$$

En donde $C1$ y $C2$ son constantes que toman respectivamente los valores de $3{,}742 \cdot 10^{-16}\ Wm^2$ y $1{,}4385 \cdot 10^{-2}\ mK$, y T es la temperatura del cuerpo. La solución de la ecuación (2.25) en una determinada posición con respecto del centro, y, corresponde a:

$$I_\lambda(y) = \int_{l_0(y)}^{l_1(y)} I_\lambda^{bb} K_\lambda(l) exp\left(-\int_{l_0(y)}^{l_1(y)} K_\lambda(l')dl'\right)dl \tag{2.27}$$

En la ecuación (2.27), los términos $l_0(y)$ y $l_1(y)$ corresponden al principio y fin del camino óptico. De acuerdo a [65], la geometría de una sección de llama axisimétrica puede ser discretizada por N anillos concéntricos, tal como se muestra en la Figura 2.9. Considerando que el radio de la llama es R, cada elemento de radio viene dado por $r = \sqrt{l^2 + y^2}$, y por tanto el inicio y el final de estos elementos en una posición y cualquiera pueden ser expresados como:

$$\begin{aligned} l_0(y) &= -\sqrt{R^2 - y^2} \\ l_1(y) &= \sqrt{R^2 - y^2} \end{aligned} \tag{2.28}$$

Considerando lo anterior, la ecuación (2.27) puede ser expresada como:

$$I_\lambda(y) = \int_{l_0(y)}^{l_1(y)} I_\lambda^{bb} K_\lambda\left(\sqrt{l^2 + y^2}\right) exp\left(-\int_{l_0(y)}^{l_1(y)} K_\lambda(\sqrt{l'^2 + y^2})dl'\right)dl \tag{2.29}$$

luego, la ecuación (2.29) puede ser discretizada como:

$$I_\lambda(y) = \sum_{i=1}^{N}\left(I_\lambda^{bb} K_\lambda \sqrt{l_i^2 + y^2}\sqrt{l_i^2 + y^2} exp\left(-\sum_{m=i+1}^{N} K_\lambda \sqrt{l_m^2 + y^2}\Delta x\right)\Delta x\right) \tag{2.30}$$

El coeficiente de absorción K_λ del hollín puede ser obtenido siguiendo el procedimiento descrito en la sección anterior en conjunto a partir de la fracción en volumen de hollín, y se considera constante en cada anillo. Además, debido a que es una propiedad física, no cambia con las diferentes longitudes de onda, y por tanto es independiente de dicho parámetro. Por otra parte, la emisión de cuerpo negro se considera constante en cada anillo, y depende de la variable incógnita temperatura. La discretización en su forma expandida, considerando a $P_j(y)$ como la señal detectada en un punto j cualquiera desde el centro de la llama a través del eje de referencia y, toma la siguiente forma:

$$\begin{aligned} P_j(y_j) = &\sum_{i=j+1}^{N}\left(I_i^{bb}\left[1 - \exp(-K_i\Delta l_{ij})\right]\exp\left[-\sum_{m=j}^{i-1} K_m\Delta l_{mj}\right]\right) + \\ &\sum_{i=j}^{N}\left(I_i^{bb}\left[1 - \exp(-K_i\Delta l_{ij})\right]\exp\left[-\sum_{m=i+1}^{i-1} K_m\Delta l_{mj}\right]\right) \end{aligned} \tag{2.31}$$

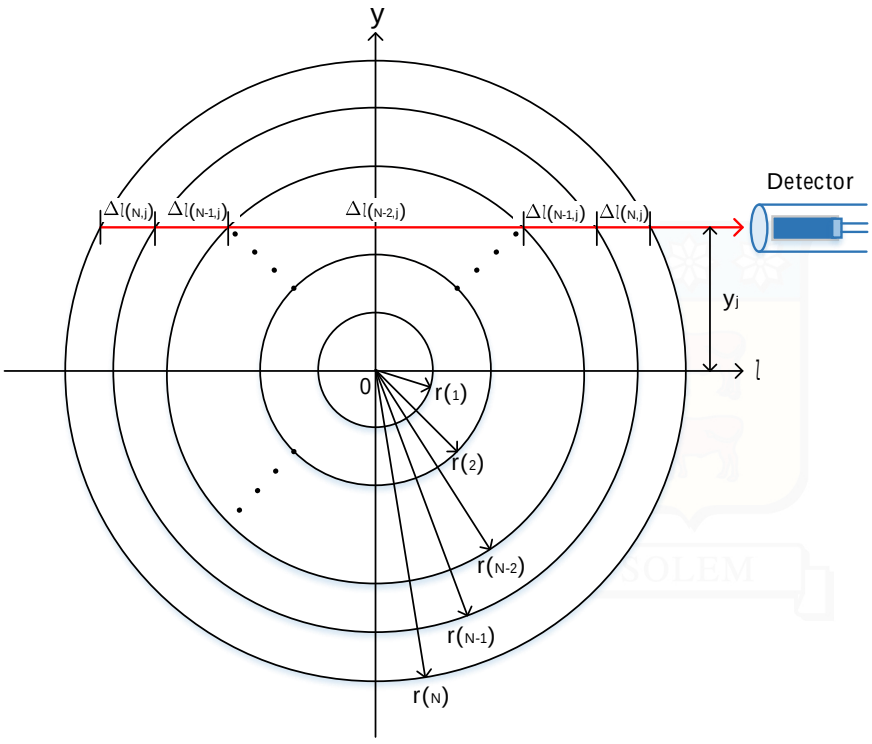


Figura 2.9: Geometría interna de la discretización de la llama axisimétrica.

En donde K_i corresponde al coeficiente de absorción en el anillo i-ésimo. La discretización entrega las siguientes relaciones geométricas:

$$r_j = (j - 0{,}5)\Delta r$$
$$y_j = (j - 1)\Delta r$$
$$\Delta r = R/(N - 0{,}5)$$

Al igual que en el proceso de obtención de la fracción en volumen de hollín, esta expresión se puede escribir de forma matricial $A_{OP}x = b$, donde $x = [I_1^{bb}, I_2^{bb}, ..., I_N^{bb}]^T$, $b = [P_1, P_2, ..., P_N]^T$ y

$$A_{OP} = \begin{cases} 0 & ,i < j \\ 1 - exp(-K_i\Delta l_{ij})\exp(-\sum_{m=i+1}^{i-1} K_m\Delta l_{mj}) & ,i = j \\ 1 - exp(-K_i\Delta l_{ij})\exp(-\sum_{m=j}^{i-1} K_m\Delta l_{mj}) + & \\ 1 - exp(-K_i\Delta l_{ij})\exp(-\sum_{m=i+1}^{i-1} K_m\Delta l_{mj}) & ,i > j \end{cases} \tag{2.32}$$

Aplicando un proceso de regularización similar al que fue aplicado para obtener la fracción en volumen de hollín, se obtiene el valor de la intensidad de cuerpo negro para cada anillo de la llama en dos longitudes de onda diferentes λ_1 y λ_2. Luego, la temperatura local de hollín $T_s(r)$ a un determinado radio r desde el eje de simetría de la llama a una altura determinada, puede determinarse según la siguiente ecuación [49]:

$$T_s(r) = \frac{C_2\left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right)}{ln\left(\frac{I_{\lambda_1}^{bb}(r)}{I_{\lambda_2}^{bb}(r)}\left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)^5\right)} \tag{2.33}$$

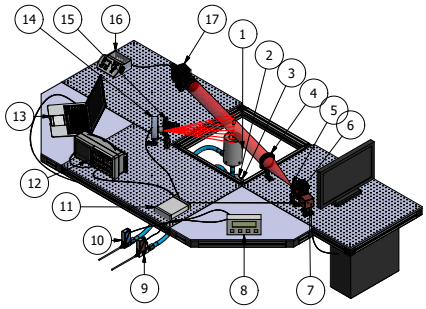
3 | Aparato experimental

Para este estudio se aplicaron diversas técnicas de métodos no intrusivos para el diagnóstico de llamas, para la condición de forzamiento acústico. Para lograrlo, se implementó en el laboratorio de investigación del grupo EC2G ubicado en la Casa Central de la Universidad Federico Santa María. Un esquema del aparato experimental se muestra en la Figura 3.1. Las llamas axisimétricas fueron generadas en una réplica del quemador Gülder [66], el cual consiste en un tubo vertical de 10,9 *mm* de diámetro interno para el flujo de combustible y un tubo coanular de *mm* de diámetro interior para el flujo de oxidante, que puede ser visto en (1).

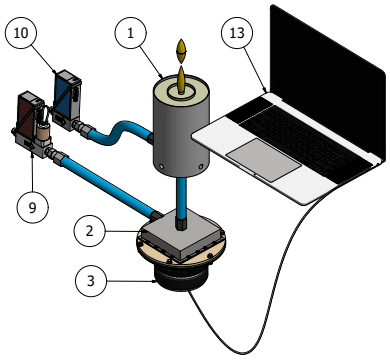
El combustible y el oxidante son inyectados a flujos volumétricos constantes de 2 cm^3/s y 1500 cm^3/s respectivamente, regulados mediante un controlador de masa digital (8) que a su vez controla a los flujómetros digitales (9) y (10). El combustible inyectado al quemador puede ser perturbado mediante el arreglo de forzamiento acústico que consiste en una cámara de mezcla (2) y el parlante (3). Las partes e instrumentos (4)-(7), (16) y (17) corresponden al arreglo óptico del LOSA, utilizado para medir la extinción de luz provocada por las partículas de hollín. El generador de pulsos (11) y el osciloscopio (12) ayudan a monitorear y controlar la acción de las cámaras. Una segunda cámara CCD (14) y un rueda filtro (15) son utilizadas para capturar la emisión espontánea de la llama a una longitud de onda dada. Finalmente, un computador (13) se utiliza tanto para controlar las cámaras como al forzador acústico.

Debido a que el ángulo de cobertura de las cámaras utilizadas no es capaz de capturar la llama completa, varias imágenes a diferentes alturas fueron tomadas gracias al desplazamiento vertical del quemador, el cual se montó sobre un motor linear que permite un desplazamiento con una resolución de $0,01$ *mm*. Luego, en el procesamiento de imágenes, estas son unidas verticalmente. El aparato experimental puede ser separado en dos partes: el dispositivo de forzamiento acústico y el arreglo de métodos no intrusivos.

1	Quemador
2	Cámara de mezcla
3	Parlante
4	Lente acromatico
5	Apertura pequeña (*pinhole*)
6	Filtro 660 nm
7	Cámera CCD
8	Controlador flujo másico
9	Flujómetro combustible
10	Flujómetro oxidante
11	Generador de pulsos
12	Osciloscopio
13	Computador controlador
14	Cámara CCD
15	Rueda filtro
16	Generador de pulsos
17	Láser 660 nm



(a) Esquema del arreglo óptico.



(b) Dispositivo de modulación acústica.

Figura 3.1: Esquema del aparato experimental.

3.1. Forzador acústico y sincronización

La modulación acústica que permite el forzamiento es inducida por medio de un parlante montado bajo una cámara ubicada en la línea del combustible, entre el flujómetro (por una línea de 25 *cm* de largo) y el quemador (por una línea de 35 *cm* de largo), tal como se aprecia en la Figura 3.1b. El parlante corresponde a un amplificador de bajo Laney RB1 de 20 *W* de potencia y 20,32 *cm* de diámetro.

La compresión compresión y descompresión de la cámara de caucho del parlante genera una onda de presión que se propaga hacia la *membrana de intercambio* que comparte con la cámara. Todas las caras de dicha cámara están fabricadas de acero inoxidable, con excepción de la inferior, que corresponde a la membrana de intercambio, hecha de una lámina de caucho reforzado de 1 *mm* de espesor. Para más información acerca de la construcción del dispositivo de modulación utilizado, consultar el trabajo de Pineda [67].

La fluctuación periódica es controlada con un computador que envía una señal sinusoidal, la cual es monitoriada con un osciloscopio. Este dispositivo está también conectado a un generador de pulsos y retrasos (en inglés, *pulse and delay generator*), el cual sincroniza adecuadamente la modulación con las cámaras CCD, permitiendo capturar el movimiento del ciclo deseado.

Debido a que las cámaras no son capaces de capturar en un mismo ciclo de la llama una cantidad significativa de información, debido a que el tiempo de ciclo de las cámaras (es decir, el tiempo entre que inicio a tomar una imagen y la siguiente) es considerablemente alto, se prefiere realizar una captura de imágenes de forma secuencial, en la que un retraso se induce entre dos capturas consecutivas, de tal manera que pasada una cierta cantidad de ciclos, se obtenga la totalidad de la información deseada.

La Figura 3.2 muestra la altura normalizada de 10 ciclos de una llama forzada con una frecuencia de 10 *Hz*. En este caso, se toma una imagen cada 110 *ms*, de esta manara se obtienen 10 fases de un ciclo por segundo.

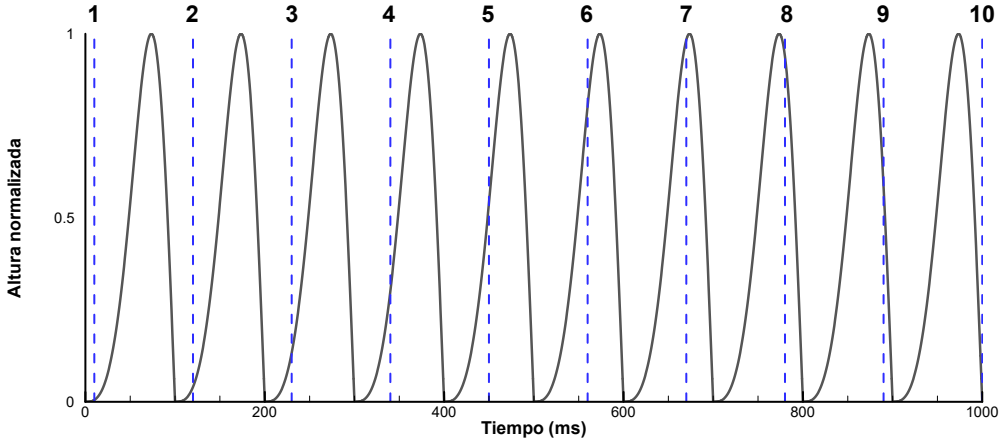


Figura 3.2: Ejemplo de captura de datos secuencial.

Con el fin de controlar las condiciones experimentales de manera adecuada, se estudiaron los diferentes parámetros controlables del parlante que influyen en la Intensidad de la onda que emite. Estos son: el volumen provisto por el computador (VolPC), el volumen del amplificador (VolAMP) y la Ganancia del amplificador. Se controló la intensidad de la señal conectando el parlante al osciloscopio. Luego se hicieron una serie de pruebas variando los tres parámetros, y finalmente se obtuvo la relación de la ecuación (3.1), usada para controlar la intensidad en voltaje hacia el forzados (su coeficiente de determinación R^2=0,984).

$$ln\,(\text{Intensidad}) = 1{,}4762 ln\,(\text{VolAMP}) + 1{,}8635 ln\,(\text{VolPC}) + 0{,}3444 ln\,(\text{Ganancia}) - 12{,}5759 \qquad (3.1)$$

3.2. Métodos de diagnóstico no intrusivos

Para realizar diagnósticos que permitan conocer las diferentes propiedades de la llama se utilizan métodos no intrusivos debido a que no alteran significativamente las características de la combustión.

3.2.1. Segmentación para medir altura de llama

Las imágenes son procesadas convirtiendo la imagen a escala de grises, para luego crear una máscara que separa según un criterio arbitrario (que define una intensidad mínima límite) lo que es llama y lo que no. La Figura 3.3 muestra el procesamiento de imágenes utilizado, siguiendo el procedimiento descrito en la Sección 2.5. A partir de este proceso se obtiene una matriz binaria. Se implementa una rutina computacional capaz de identificar la primera fila no nula de esta matriz y cuenta los *pixeles* hasta la última fila no nula. Así se obtiene la altura de la llama en *pixeles*, valor que se puede transformar a una distancia sabiendo de antemano el tamaño de imagen captado por un *pixel* en particular (por ejemplo, conocer la escala en $pixeles/mm$).

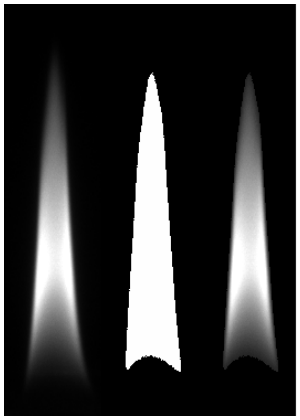


Figura 3.3: Muestra de una llama de difusión laminar original en el espectro visible, máscara generada y llama post procesamiento.

3.2.2. Atenuación del camino óptico

La técnica de atenuación del camino óptico (LOSA, del inglés *Line of sight attenuation*) consiste en medir la atenuación de la luz al atravesar la llama. Conociendo la intensidad de la luz monocromática de la fuente, se puede determinar cuanto fue atenuada por las partículas de hollín de la llama que causan la extinción de luz, tal como se explica en detalle en la Sección 2.6. En la Figura 3.4a, se puede apreciar el fenómeno para una llama de difusión laminar al ser atravesada por una luz monocromática, la imagen es captada mediante una cámara.

El aparato experimental consiste en un diodo láser operando a 1500 *mA* y emitiendo una luz centrada en 660 *nm*, la cual pasa a través de llama, para luego se enfocada por un lente acromático de 300 *mm* de distancia focal hasta un agujero pequeño (*pinhole*) que elimina la luz desviada, un filtro neutro se utiliza para reducir la intensidad del láser y un filtro de interferencia con su máximo de transmisión a una longitud de onda de 660 *nm* con 10 *nm* de anchura a media altura (*FWHM*) sirve para captar solamente la luz de forma monocromática. Finalmente, la luz alcanza a una cámara CCD monocromática con una resolución de 1038x1384 *pixeles*.



(a) Imagen captada por la cámara CCD de la tenuación de la luz al atravesar una llama.



(b) Fotografía del laboratorio, se aprecia a la izquierda el lente acromático, al centro la llama y a la derecha el diodo láser.

Figura 3.4: Instalación LOSA.

3.2.3. Emisión espontánea del hollín

La emisión espontánea de la llama es captura por una cámara EMCCD Andor Luca con una resolución de 1004x1002 *pixeles*. Se utiliza una rueda filtro que permite alternar entre un filtro de interferencia de 660 *nm* (10 *nm* FWHM) y otro de 800 *nm* (10 *nm* FWHM). Ambos filtros son la base de la técnica en dos colores, la cual permite determinar la temperatura del hollín. Para determinar adecuadamente las diferencias encontradas entre las imágenes es necesario realizar la corrección de las pérdidas de energía asociadas al camino óptico. En particular para determinar la transmitancia total se consideran dos factores: la transmitancia del filtro de interferencia respectivo y la eficiencia cuántica de la cámara. En la Figura 3.5 se puede ver la comparación de imágenes de las llamas capturas en el espectro visible, en rojo (660 *nm*) e infrarrojo (800 *nm* y 900 *nm*) sin corregir su señal.



(a) Emisión en 660 *nm*.



(b) Emisión en 800 *nm*.



(c) Emisión en 900 *nm*.

Figura 3.5: Emisión espontanea.

Es importante destacar que la elección del par de longitudes de onda a utilizar resulta fundamental. En primer lugar, si bien el hollín emite en todo el espectro, lo hace de con mayor intensidad en el rojo e infrarrojo cercano. Además, ya que se busca encontrar las diferencias entre las imágenes capturadas en ambas

longitudes de onda es necesario que estas se encuentren tan separadas como sea posible. Por este motivo se seleccionó para este trabajo una longitud de onda en el rojo (660 *nm*) y otro en infrarrojo (900 *nm*).

3.3. Cálculo del error

El error cometido al calcular experimentalmente un resultado, puede ser obtenido según detalla [68], como la raíz cuadrada de la suma de los cuadrados de la incertidumbre asociada a cada variable. Para el caso de la fracción en volumen de hollín, la incertidumbre en estas mediciones experimentales fue determinando siguiendo los trabajos de Fuentes et al. [69] y Liu et al. [70]. La incertidumbre en la ecuación (2.13) se considera como la suma de tres factores, tal como se muestra en la siguiente ecuación:

$$\delta f_s = \left|\frac{\partial f_s}{\partial \kappa_\lambda}\right| \delta\kappa_\lambda + \left|\frac{\partial f_s}{\partial C_\lambda}\right| \delta C_\lambda + \left|\frac{\partial f_s}{\partial \lambda}\right| \delta\lambda \tag{3.2}$$

En la ecuación (3.2), el primer término representa la incertidumbre en la extinción y viene dado por la ecuación (3.3), en donde δI y δI_0 pueden ser calculados con la desviación estándar en un conjunto de imágenes experimentales para las mediciones respectivas según la técnica de modulación de la absorción. Experimentalmente, se obtuvieron al menos 50 muestras por cada condición y momento del ciclo evaluado. El segundo término representa la incertidumbre con respecto a la función de absorción [53], y viene dada por la ecuación (3.4). El tercer término representa la incertidumbre con respecto a la longitud de onda, y está dada por el *FWHM* del filtro de 660 *nm*, y se calcula como en la ecuación (3.5).

$$\left|\frac{\partial f_s}{\partial \kappa_\lambda}\right| \delta\kappa_\lambda = \left|\frac{\lambda}{C_\lambda}\right| \frac{\kappa_{ext}}{ln(I_0/I)} \left(\frac{\delta I}{I} + \frac{\delta I_0}{I_0}\right) \tag{3.3}$$

$$\left|\frac{\partial f_s}{\partial C_\lambda}\right| \delta C_\lambda = \left|\frac{-\kappa_{ext}\lambda}{C_\lambda^2}\right| \sqrt{\left(\frac{\partial C_\lambda}{\partial n}\delta n\right)^2 + \left(\frac{\partial C_\lambda}{\partial k}\delta k\right)^2} \tag{3.4}$$

$$\left|\frac{\partial f_s}{\partial \lambda}\right| \delta\lambda = \left|\frac{\kappa_{ext}}{C_\lambda}\right| \delta\lambda \tag{3.5}$$

Por otra parte, la ecuación (2.33) es función de λ_1, λ_2 y la razón entre J_{λ_1} y J_{λ_2}, designada como ϕ. Por lo tanto, la incertidumbre puede ser cuantificada como sigue [70]:

$$\delta T = \left|\frac{\partial T}{\partial \lambda_1}\right| \delta\lambda_1 + \left|\frac{\partial T}{\partial \lambda_2}\right| \delta\lambda_2 + \left|\frac{\partial T}{\partial \phi}\right| \delta\phi \tag{3.6}$$

La incertidumbre en las longitudes de onda también viene dada por el *FWHM*, y la incertidumbre de ϕ viene dada por la desviación estándar de cada conjunto de imágenes tomado. Cada uno de los tres términos vienen dados por las siguientes ecuaciones:

$$\left|\frac{\partial T}{\partial \lambda_1}\right| \delta\lambda_1 = \left|-\frac{6\,\lambda_2}{C_2\,(\lambda_1-\lambda_2)} \cdot T^2 + \frac{\lambda_2}{\lambda_1\,(\lambda_1-\lambda_2)} \cdot T^2\right| \delta\lambda_1 \tag{3.7}$$

$$\left|\frac{\partial T}{\partial \lambda_2}\right| \delta\lambda_2 = \left|-\frac{6\,\lambda_2}{C_2\,(\lambda_1-\lambda_2)} \cdot T^2 + \frac{\lambda_1}{\lambda_2\,(\lambda_1-\lambda_2)} \cdot T^2\right| \delta\lambda_2 \tag{3.8}$$

$$\left|\frac{\partial T}{\partial \phi}\right| \delta\phi = \left|\frac{T^2}{\phi\, C_2 \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right)}\right| \delta\phi \tag{3.9}$$

3.4. Validación de las técnicas

La validación experimental de las técnicas utilizadas para medir la temperatura del hollín en el laboratorio fueron llevas a cabo en estudios anteriores [71] considerando una llama de difusión laminar estacionaria. Para este estudio, se reprodujeron los mismos procedimientos experimentales. Sin embargo, en este caso se estudiaron llamas forzadas, y por tanto se buscó en primer lugar reproducir los resultados de un trabajo conocido. Por lo tanto, se tomaron como referencia los resultados presentados por Shaddix y Smyth [1]. En su trabajo, resultados de fracción en volumen de hollín para llamas forzadas de forma moderada y fuerte para tres combustibles diferentes fueron presentadas.

En primer lugar, fueron impuestas las mismas condiciones de flujos de combustible y oxidante, es decir, flujos volumétricos de 3,85 cm^3/s y 3666,67 cm^3/s respectivamente. Además, se buscó reproducir sus resultados para la condición estacionaria y la fuertemente forzada con una frecuencia de 10 Hz. Debido a que la dinámica de la llama forzada no depende solamente de la modulación, si no que también de las características del parlante, el diseño de la cámara de mezcla, el volumen del computador y el amplificador, y la ganancia, un procedimiento de prueba y error fue llevado a cabo hasta que un comportamiento similar fue observado. Una vez que el comportamiento de llama fue similar al del artículo, la fracción en volumen de hollín fue deducida con la técnica de extinción de luz.

La Figura 3.6 evalúa los perfiles radiales de fracción en volumen de hollín para tres diferentes alturas sobre el quemador (*height above the burner (HAB)*). Con HAB=40 *mm* se comparan las llamas en estado estacionario, mientras que para las otras dos altura (HAB=75 *mm* and HAB=80 *mm*) se comparan las llamas forzadas en el 40 % de la fase del ciclo. Es importante mencionar que con tal de proveer una buena comparación a una cierta altura sobre el quemador, es necesario buscar una correcta sincronización.

Tal como se observa en la Figura 3.6, los resultados muestran en general una muy buena concordancia, no solo en términos de magnitud sino que también en la localización de los máximos en la fracción en volumen de hollín. Esto implica no solamente que las técnicas de extinción de luz y de deconvolución/regularización están bien implementadas, sino que además se logró una buena capacidad de controlar la señal de modulación del forzamiento. Un ligero ensanchamiento en los perfiles es consistentemente observado en los resultados, lo cual es esperable en la comparación entre las técnicas de extinción de luz v/s la técnica LII (utilizada en el artículo), pero sin afecta significativamente las conclusiones obtenidas por los resultados.

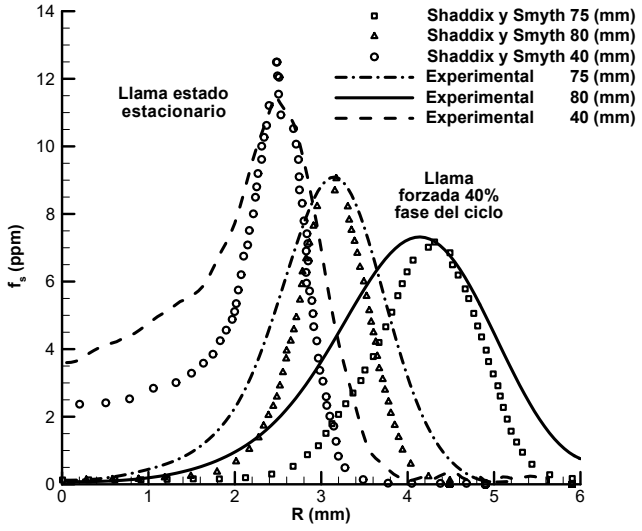


Figura 3.6: Comparación entre los perfiles radiales entre los resultados de [1] y las mediciones experimentales obtenidas en este estudio.

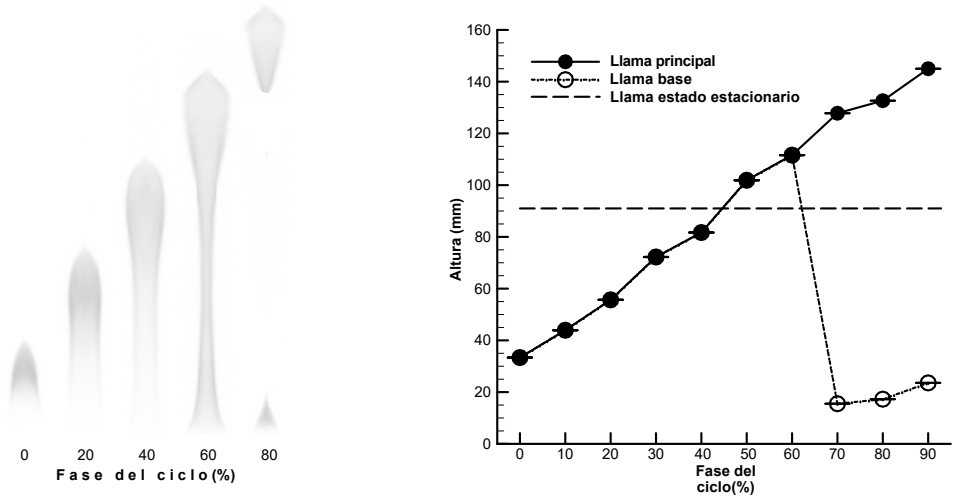
4 | Resultados y discusiones

4.1. Llama réplica de Shaddix y Smyth

En primer lugar, se estudió una llama forzada moderadamente según las condiciones establecidas en el trabajo de [1]. En su trabajo, se utilizó como oxidante aire con un flujo volumétrico de 4000 cm^3/s, y un flujo de combustible (etileno) de 3,85 cm^3/s (Re=13,85).

4.1.1. Altura de llama

Al comparar la altura visible de llama entre las llamas en estado estacionario (91 *mm*) y la forzada, se puede observar que el desprendimiento de la llama visible produce una llama visible más alta. Esto es debido a que una bolsa de combustible (producida por la inyección forzada), la cual es transportada hacia arriba del quemador localmente posee una mayor cantidad de combustible disponible para los procesos de combustión que en el caso de la llama en estado estacionario.



(a) Negativos de las imágenes de emisión para la llama réplica.

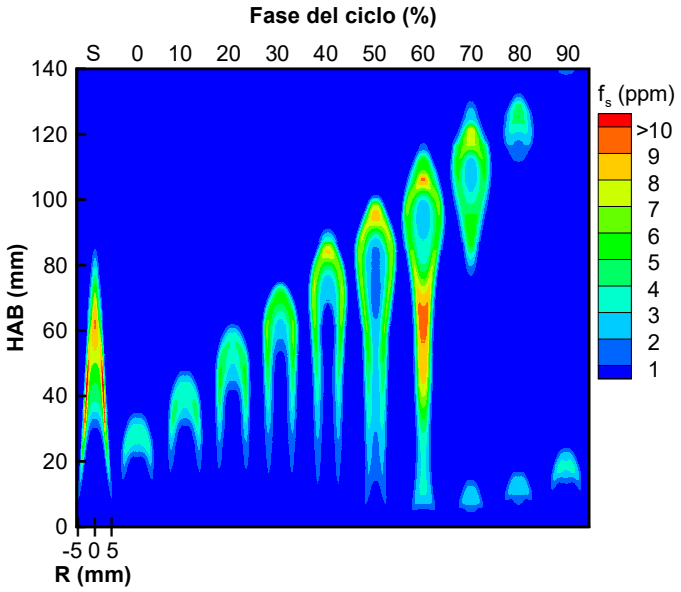
(b) Altura de llama para las condiciones estacioria y forzada para la llama réplica.

Figura 4.1: Altura de llama, obtenida de emisión en el espectro visible.

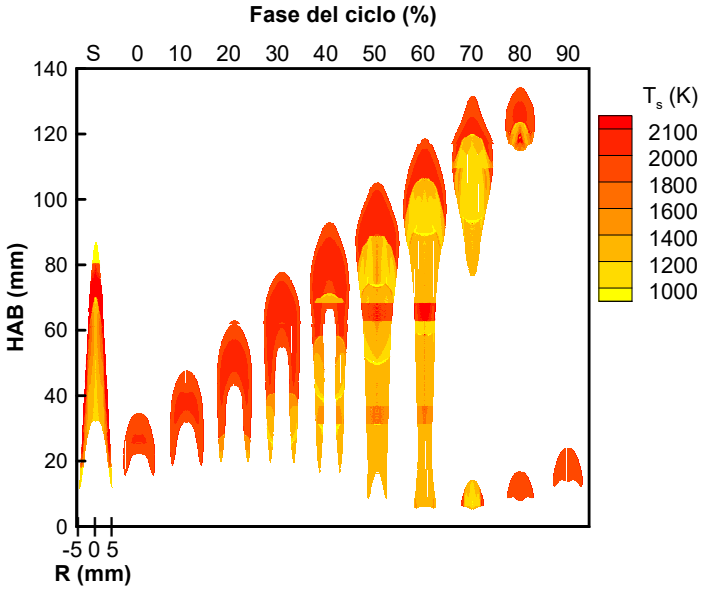
4.1.2. Campos de fracción en volumen de hollín y temperatura del hollín

La Figura4.2.a presenta los campos de fracción en volumen de hollín para diferentes porcentajes del ciclo periódico de la llama forzada de forma moderada. La evolución de la llama principal (crecimiento,

desprendimiento y decrecimiento) es claramente observado. La figura de la llama en estado estacionario también está incluida, proveyendo la base de los resultados observados.



(a) Fracción en volumen de hollín.



(b) Temperatura del hollín

Figura 4.2: Campos de fracción en volumen de hollín y temperatura del hollín para la llama réplica forzada moderadamente a 10 *Hz*.

Un incremento constante en la fracción en volumen de hollín se observa en la punta de la llama forzada, hasta que alcanza cerca del 50 % del ciclo. Luego, una disminución en esta cantidad es observada. Esta acumulación y consumo de las partículas de hollín es alrededor de la mitad de la observada en la llama en estado estacionario equivalente. Otra diferencia producida por la modulación es la aparición de una importante zona de producción de hollín, donde la llama principal se desprende del quemador. Esta zona,

que se estrecha significativamente, produce una zona importante de reacción que incrementa la reacción de combustión y la aparición de hollín, en cerca del 30 % del ciclo. Localmente el hollín se genera y evoluciona cerca de esta zona de reacción, en las proximidades de la interfaz combustible-aire. Esta partículas luego son atrapadas dentro del bolsillo de combustible producido por el forzamiento, y por tanto se acumula en su interior. Luego, las reacción de oxidación del hollín comienzan a ser dominantes y el hollín se comienza a consumir desde su frontera hacia el interior de la llama. Este proceso puede observarse en la punta de la llama, entre el 40 y 70 % del ciclo.

La Figura 4.2b presenta los campos de temperatura del hollín para la llama réplica. El campo de temperatura de la llama en estado estacionario también se incluye para comparar. Esta última llama es similar a las primeras 4 fases del ciclo. Luego, la temperatura comienza a diferenciarse produciendo zonas más frías, de cerca de 1400 K, cerca de la zona del desprendimiento. La punta de la llama presenta altas temperaturas para todo el ciclo, sin importar la fase analizada.

4.1.3. Fracción en volumen de hollín integrada

La Figura 4.3 presenta la máxima fracción en volumen de hollín integrada radialmente (β_{max}) y la carga de hollín (Γ), ambas integradas para cada fase del ciclo. Estas medidas proveen una medida de la cantidad total de la tendencia a producir hollín por parte de la llama. Ambas cantidades presentan un comportamiento similar, aumentando el contenido de hollín de forma lineal hasta que la llama se desprende. Luego, el contenido de hollín disminuye, producto de la oxidación del hollín. Esto induce un decrecimiento más pronunciado en Γ que en β_{max}, que se produce más lejos de la superficie de la reacción dentro del bolso de combustible.

Para la llama en estado estacionario, β_{max}=1,51 $ppm\ cm^2$, mientras que γ = 10,10 $ppm\ cm^3$. Comparando estos valores con los obtenidos por la llama moderadamente forzada, un importante incremento en el contenido de hollín es obtenido, pero produciendo una carga total de hollín similar al casa estacionario. La máxima carga de hollín obtenida en este caso es 21,56 $ppm\ cm^3$, cerca de 2,13 veces la cantidad obtenida para el estado estacionario. Es importante mencionar que estos cálculos solamente se consideró la llama principal, sin tomar en cuenta la llama base.

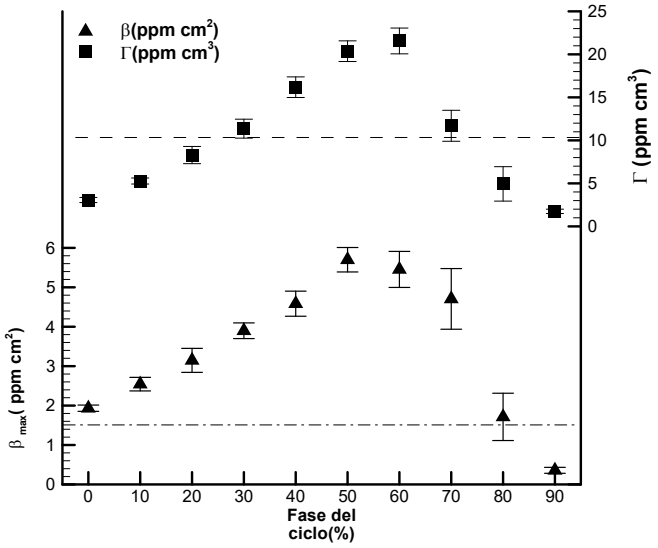


Figura 4.3: Máximos de fracción en volumen de hollín integrada y carga de hollín para diferentes. La línea de trazos y la línea de puntos y trazos representan las cantidades respectivas del estado estacionario. Llama réplica.

4.1.4. Temperatura del hollín

Los perfiles radiales de temperatura del hollín se presentan en la Figura 4.4 para las fases del ciclo desde 0 % hasta 80 %, y para tres alturas normalizadas, considerando el 30 %, 70 % y 90 % de la altura instantánea de la llama (considerando la altura de los datos de temperatura del hollín). Además, los mismos perfiles radiales son presentados para la llama en estado estacionario.

Comparando los perfiles estacionarios y forzados, un cambio importante en la distribución de la temperatura es observado. Para las fases iniciales del ciclo, la temperatura se ve más estable y uniforme dentro de la llama, caracterizando una pequeña pero intensa llama. Luego, cuando la llama se alarga , temperaturas menos comienzan a ser observables en la parte inferior de la llama, pareciéndose a la distribución de temperatura de la llama estacionaria. Mientras la llama se alarga, la temperatura disminuye consistentemente, pero siempre presentando una punta de llama intensa. La cola de la llama, por otra parte, se enfría hasta cerca de 1200 K, producto de la producción intensa de hollín y la inherente intensificación de la radiación térmica. Esto se mantiene hasta que la llama se desprende completamente y forma una llama con forma de huevo en las fases finales del ciclo. En esta etapa final, la llama incrementa nuevamente su temperatura local mientras disminuye su tamaño.

4.1.4.1. Máximos de temperatura del hollín

La temperatura del hollín máxima en cada fase del ciclo se muestra en la Figura 4.5. Estas cantidades se contrastan con la temperatura máxima de la llama estacionaria. El máximo parece no variar significativamente a través del tiempo, a pesar de tener un máximo marcado en la fase 40 %. Comparando esta figura con el perfil de la carga de hollín, aparece una clara correlación entre los máximos. Mientras la llama evoluciona, y comienza a desprenderse, una temperatura local intensa es observada, seguida por una intensificación importante en el hollín producido.

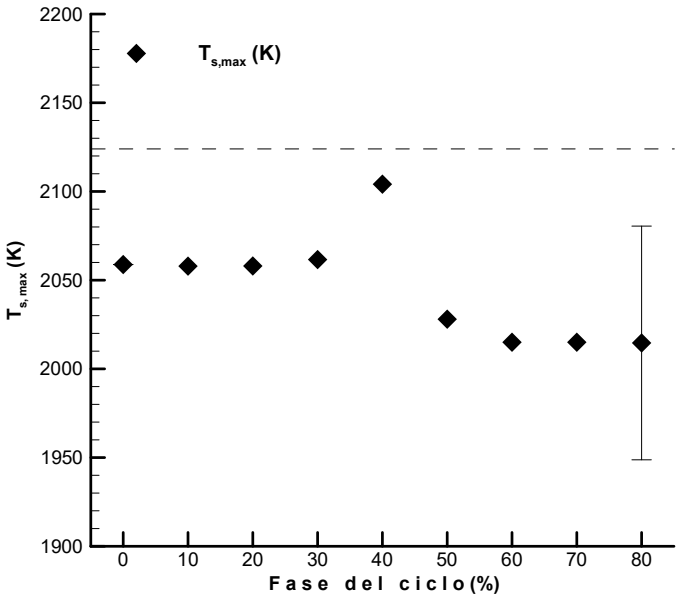
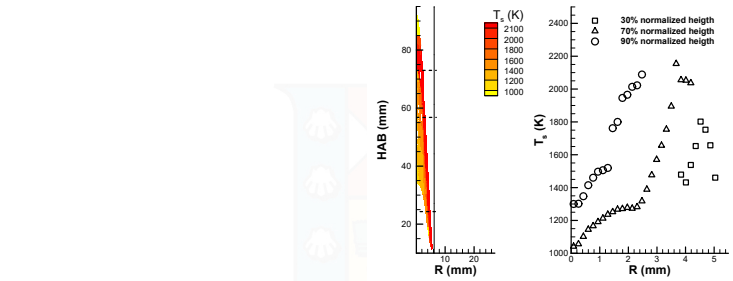
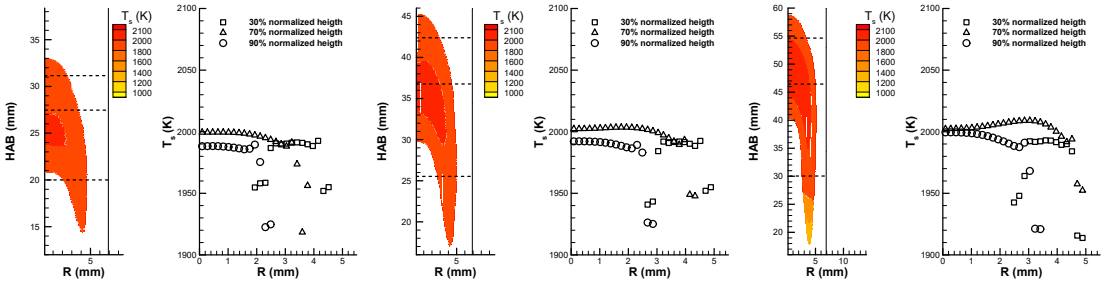


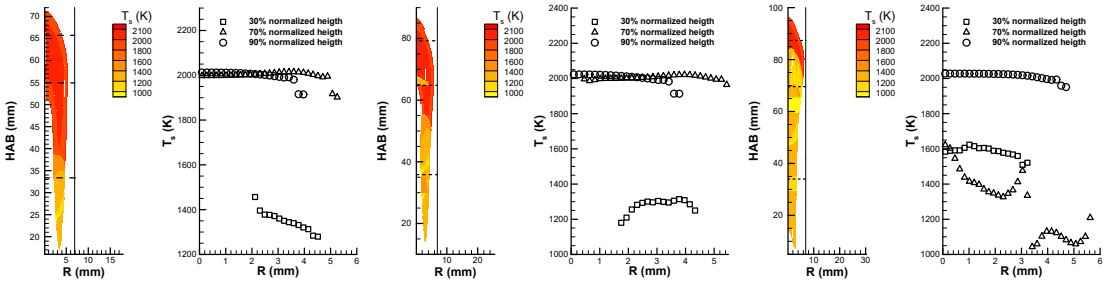
Figura 4.5: Temperatura del hollín máxima para cada fase del ciclo. La línea a trazos corresponde a la temperatura de hollín máxima de la llama en estado estacionario. Llama réplica.



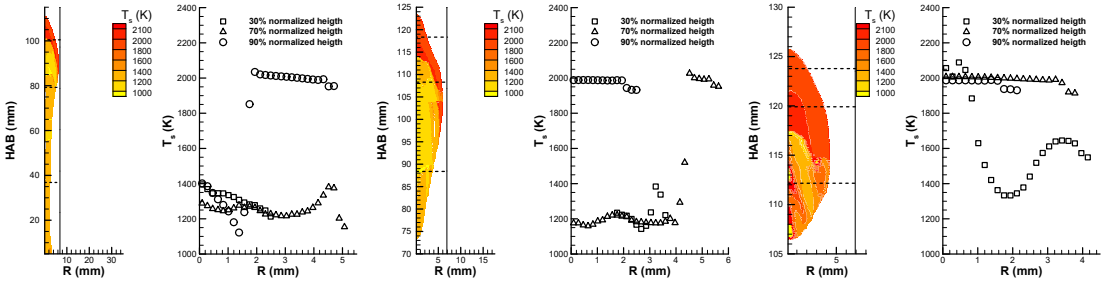
(a) Estado estacionario



(b) Fase del ciclo 0 % **(c)** Fase del ciclo 10 % **(d)** Fase del ciclo 20 %



(e) Fase del ciclo 30 % **(f)** Fase del ciclo 40 % **(g)** Fase del ciclo 50 %



(h) Fase del ciclo 60 % **(i)** Fase del ciclo 70 % **(j)** Fase del ciclo 80 %

Figura 4.4: Perfiles radiales de temperatura del hollín para las llamas en estado estacionario y forzada a diferentes fases del ciclo. Lláma réplica.

4.2. Llama propia con variación del índice de oxígeno

Para realizar el estudio del forzamiento variando el índice de oxígeno, en primer lugar se deben establecer las condiciones de los flujos de combustible y oxidante. Debido a que la llama réplica de Shaddix y Smyth requiere un flujo volumétrico importante de oxidante, más allá de lo que el flujómetro utilizado en el laboratorio es capaz de suministrar, se procede a cambiar las cantidades de oxidante y combustible a utilizar. Para estos experimentos, se utiliza un flujo de etileno igual a 2 cm^3/s, mientras que el flujo de oxidante se mantiene constante para todas las condiciones e igual a 1500 cm^3/s, por lo que para la condición estacionaria se tiene un número de Reynolds Re=7,91. Se realizan mediciones para los índices de oxígeno 21, 25, 29 y 33 %. Esto se realiza para llamas tanto en estado estacionario, como forzadas acústicamente. Con el fin de establecer los efectos en el cambio en la intensidad de la modulación, se impone una condición de forzamiento moderada y otra fuerte. Para ambos casos se impuso un volumen en el amplificador igual a 6 y una ganancia igual a 5. Para el caso del forzamiento moderado, se impuso un volumen del computador igual a 75, mientras que para la llama forzada se impuso un volumen igual a 100. Utilizando la ecuación (3.1), las señales impuestas al parlante corresponden a 0,2643 V y 0,4518 V respectivamente.

Para modificar el índice de oxígeno, se mezcla aire con oxígeno, según las proporciones entregadas por la tabla 4.1.

Tabla 4.1: Flujos de oxidante para la variación en el índice de oxígeno utilizado.

OI (%)	Q_{aire} (cm^3/s)	Q_{O_2} (cm^3/s)	Q_{total} (cm^3/s)
21	1500	0	1500
25	1423	77	1500
29	1347	153	1500
33	1272	228	1500

La Tabla 4.2 muestra un resumen con los principales resultados obtenidos de este estudio, destacándose los máximos en la producción de hollín reflejados en las cantidades β_{max} y Γ_{max}, y la máxima temperatura del hollín alcanzada.

Tabla 4.2: Resumen resultados llama de variación de índice de oxígeno.

OI (%)	Forzamiento	β_{max} $(ppm\ cm^2)$	Γ_{max} $(ppm\ cm^3)$	T_{max} (K)
21	Estacionario	1.571	3.088	2067.6
	Moderado	1.724	4.654	2077.1
	Fuerte	2.429	7.440	2023.4
25	Estacionario	1.653	2.569	2103.2
	Moderado	1.909	4.212	2089.2
	Fuerte	2.515	7.155	2094.2
29	Estacionario	1.834	2.420	2184.8
	Moderado	2.008	3.891	2157.6
	Fuerte	2.612	6.703	2106.7
33	Estacionario	1.839	2.021	2264.4
	Moderado	2.023	3.293	2223.3
	Fuerte	2.329	4.778	2102.6

4.2.1. Altura de llama

Las llamas producidas bajo estas condiciones tienen una menor altura con respecto a la llama réplica, debido a la disminución en los flujos de combustible y oxidante de la llama. En primer lugar, se determinó el cambio en la altura de la llama según varía el índice de oxígeno.

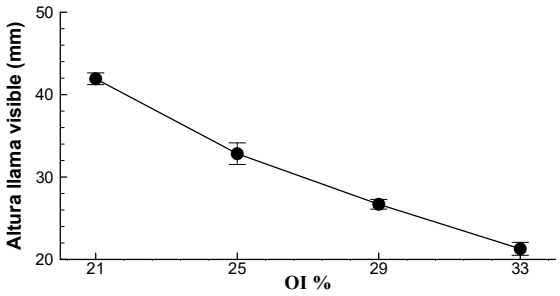
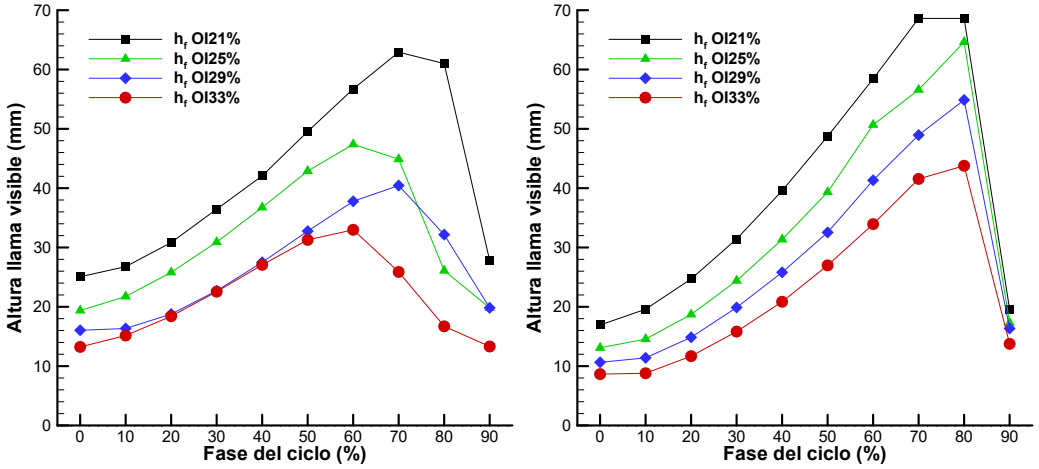


Figura 4.6: Altura vs índice de oxígeno para las llamas en estado estacionario.

En el caso de las llamas forzadas, se comparan las alturas para los casos de forzamiento moderado y fuerte.



(a) Forzamiento moderado. **(b)** Forzamiento fuerte.

Figura 4.7: Altura de llama para la variación en las fases del ciclo para los distintos índices de oxígeno.

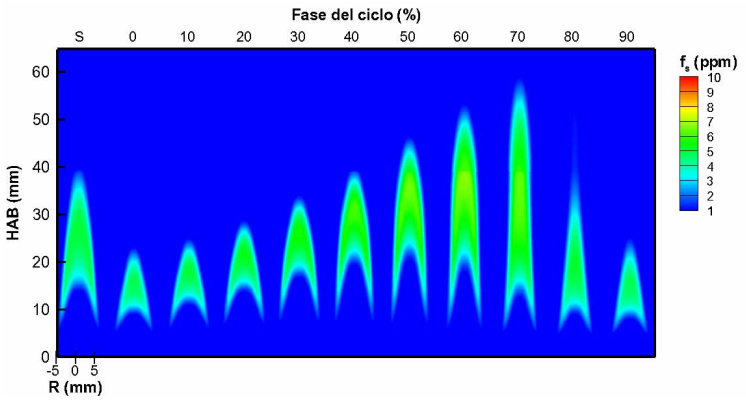
4.2.2. Campos de fracción en volumen de hollín y temperatura de hollín

La Figura 4.8.a presenta los campos de fracción en volumen de hollín para diferentes fases del ciclo periódico de la llama forzada de forma moderada con un índice de oxígeno de 21 %. A diferencia de la llama réplica, esta llama mantiene una forma similar a lo largo del ciclo, cambiando solamente su tamaño, y aumentando progresivamente su fracción en volumen de hollín hasta que no existe disponible suficiente combustible para la reacción y su intensidad disminuye, sin llegar a extinguirse, para luego iniciar otro ciclo. Se observa nuevamente el efecto de levantamiento desde el quemador. La Figura 4.8 muestra la distribución en la temperatura del hollín para esta llama. En este caso, la distribución de temperatura a lo largo del ciclo no varía tanto en comparación con la llama en estado estacionario, aunque a partir de la fase del ciclo 70 %, la temperatura en la sección inferior de la llama disminuye súbitamente, pero se mantiene su punta a una temperatura más elevada.

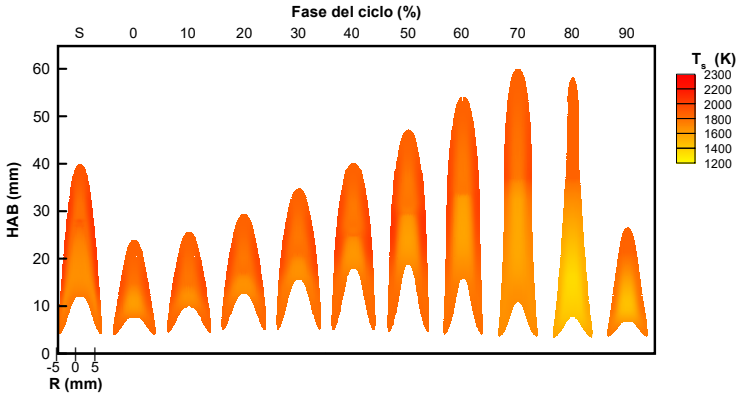
Los efectos en el aumento en la intensidad de forzamiento se pueden ver en la Figura 4.9, manteniéndose el índice de oxígeno en 21 %. Para este caso, se sigue una distribución en la fracción en volumen de hollín más similar al caso de la llama réplica, manteniéndose una concentración alta característica en una sección hacia las afueras de la llama, similar al caso en estado estacionario, para luego comenzar a aumentar su concentración hacia el centro y en la punta de la llama, tendiendo a formar el bolsón. Para este caso si existe un desprendimiento, el cual ocurre entre las fases del ciclo 80 y 90 %. En cuanto a la temperatura del hollín, esta también aumenta progresivamente desde el inicio del ciclo, manteniéndose más caliente los bordes de la llama, pero con un mayor intensidad cada vez más arriba con respecto al quemador. También se aprecia el efecto de enfriamiento de la base de la llama.

La Figura 4.10 muestra los campos para una llama forzada moderadamente, pero con un índice de oxígeno del 33 %. En comparación con el caso de OI 21 %, se puede apreciar una reducción en la altura de las llamas, pero también un aumento local considerable fracción en volumen de hollín. Para este caso, la distribución de la temperatura es, en términos generales, más similar entre las distintas fases del ciclo.

Se realizaron diferentes combinaciones de la variación entre los parámetros índice de oxígeno e intensidad de forzamiento, cuyos campos se presentan en el Anexo A.1.

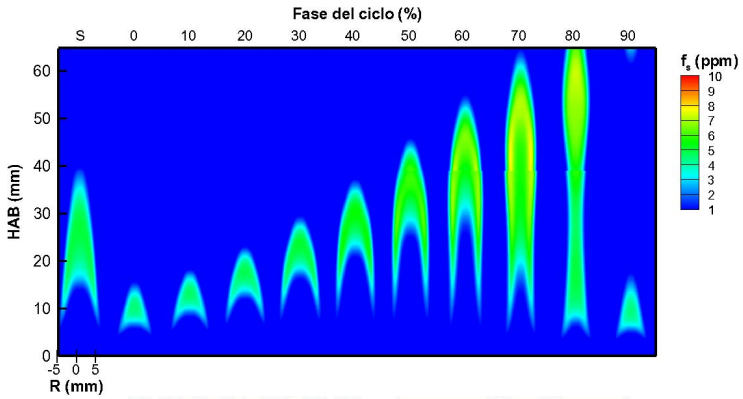


(a) Fracción en volumen de hollín.

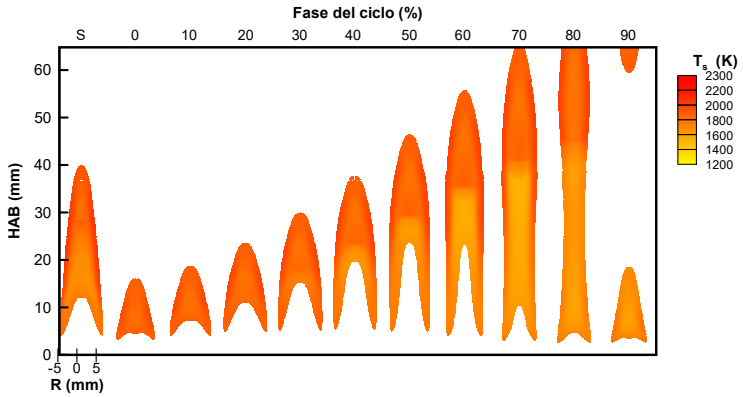


(b) Temperatura del hollín

Figura 4.8: Campos de fracción en volumen de hollín y temperatura del hollín para la llama con OI 21 % forzada de forma moderada.

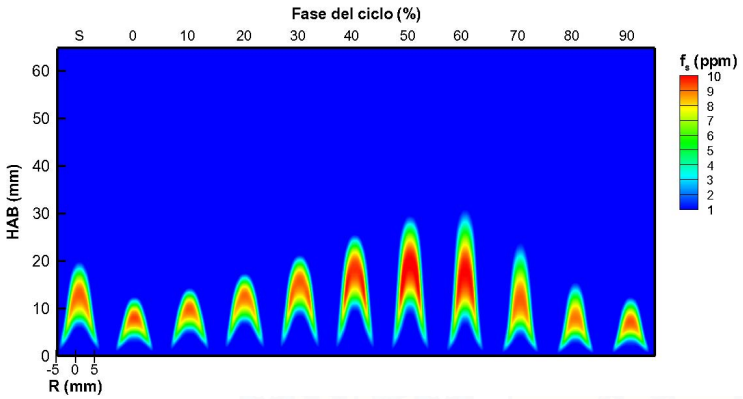


(a) Fracción en volumen de hollín.

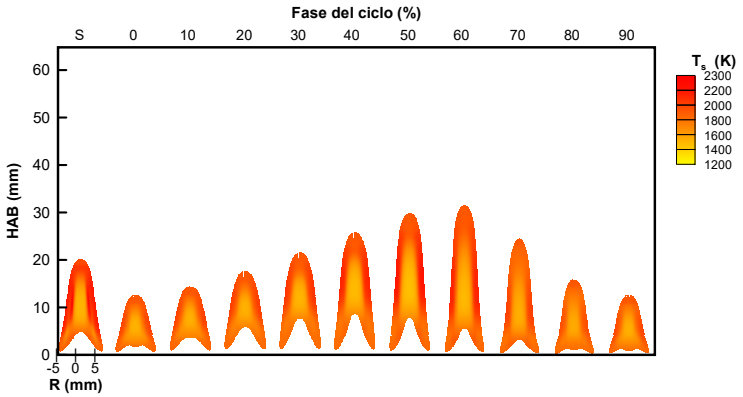


(b) Temperatura del hollín

Figura 4.9: Campos para la llama con OI 21 % forzada de forma fuerte.



(a) Fracción en volumen de hollín.



(b) Temperatura del hollín

Figura 4.10: Campos para la llama con OI 33 % forzada de forma moderada.

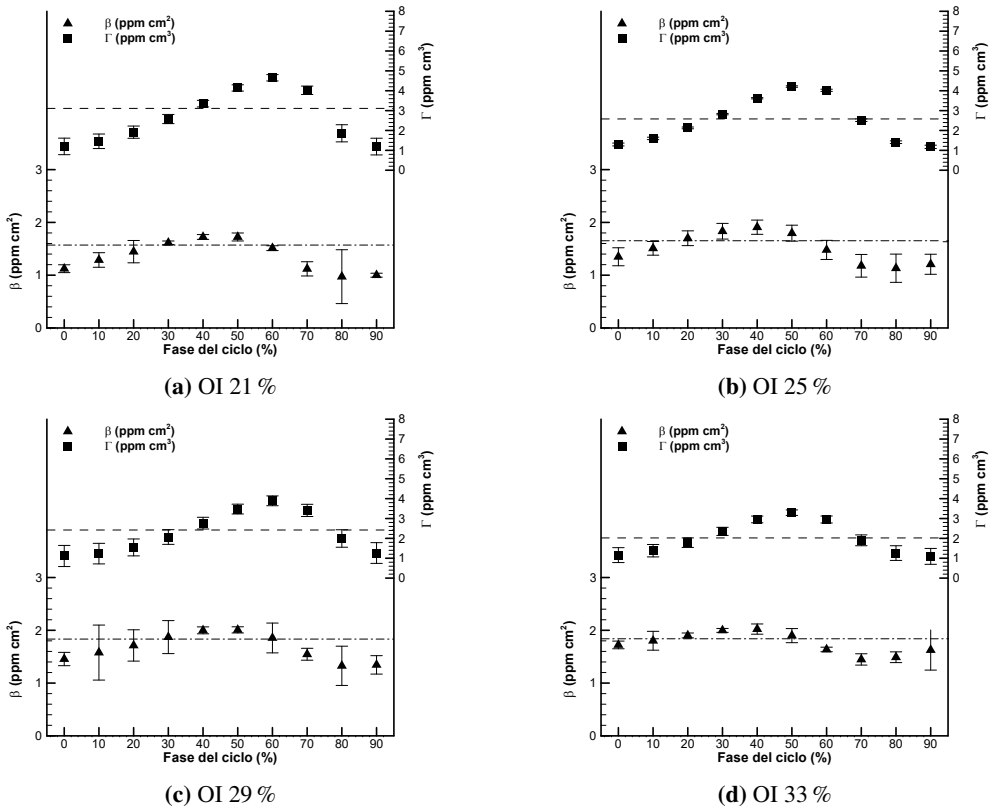
4.2.3. Fracción en volumen de hollín integrada

En la Figura 4.11 se muestran las máximas fracciones en volumen de hollín integradas radialmente (β_{max}) y las cargas de hollín (Γ) de la llama forzada de forma moderada para los índices de oxígeno 21, 25, 29 y 33 %. En este caso, ambos cantidades oscilan por sobre y debajo el nivel que alcanza la llama en estado estacionario, y mientras mayor es el índice de oxígeno, menor es esta diferencia.

Por otra parte, la Figura 4.12 muestra β_{max} y Γ_{max} para la variación en el índice de oxígeno en la llama fuertemente forzada. En este caso, se constata una variación más pronunciada de estas cantidades con respecto al estado estacionario que en el caso moderadamente forzado. Esto puede tener relación directa con la disminución en el tamaño de la llama moderadamente forzada acompañado por una intermitencia en el flujo de combustible menos pronunciada, lo que implica que la llama en cualquier parte del ciclo se parezca más a la llama en estado estacionario que al forzar la llama de forma más intensa.

Además, al comparar la forma con que evolucionan estas cantidades en el tiempo, se puede observar como existe una disminución más brusca en el caso fuertemente forzado alrededor de la fase del ciclo 70 %, posiblemente a causa de fenómenos de extinción de la llama provocados por la disminución instantánea en el combustible disponible para la combustión. Para el caso de la llama moderadamente forzada, la variación es más suave, debido a que también la inyección en el flujo de combustible es más estable.

Un efecto interesante para ambos niveles de forzamiento es que si bien la producción instantánea local de hollín, representada por β_{max} tiene una tendencia al alza conforme aumenta el índice de oxígeno, su producción instantánea de hollín total máxima, Γ_{max} disminuye.



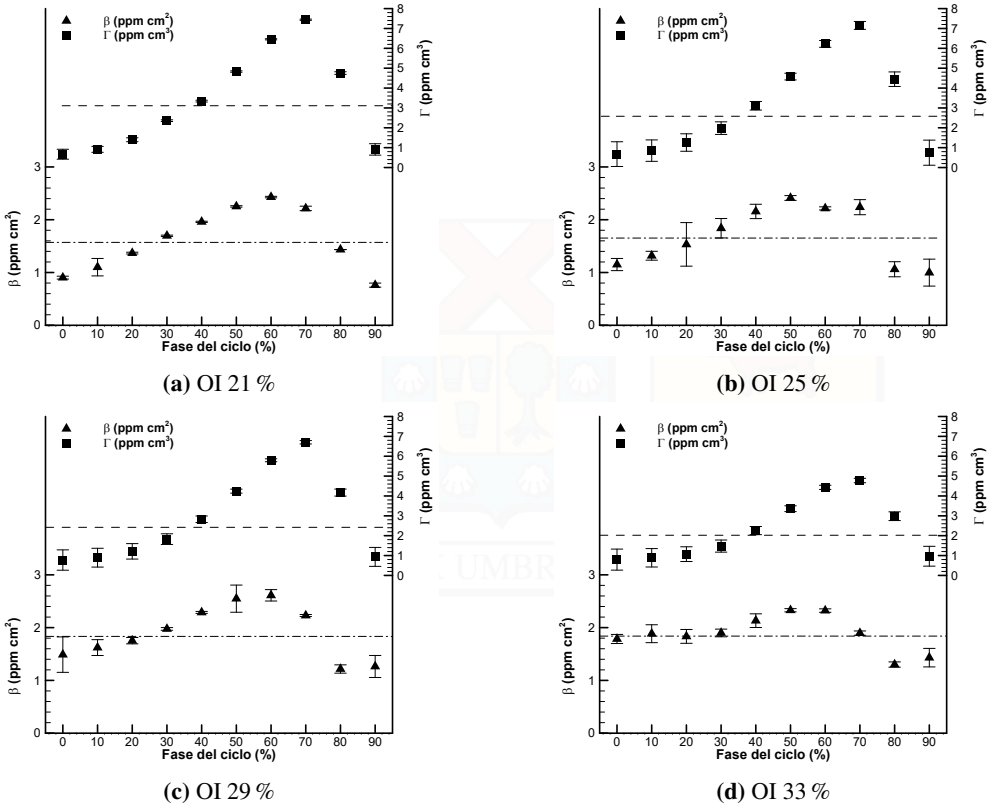
(a) OI 21 %

(b) OI 25 %

(c) OI 29 %

(d) OI 33 %

Figura 4.11: Máximos de fracción en volumen de hollín integrada y carga de hollín para diferentes fases del ciclo de la llama bajo diferentes índices de oxígeno. La línea de trazos y la línea de puntos y trazos representan las cantidades respectivas del estado estacionario.



(a) OI 21 %

(b) OI 25 %

(c) OI 29 %

(d) OI 33 %

Figura 4.12: Máximos de fracción en volumen de hollín integrada y carga de hollín para diferentes fases del ciclo de la llama bajo diferentes índices de oxígeno. La línea de trazos y la línea de puntos y trazos representan las cantidades respectivas del estado estacionario.

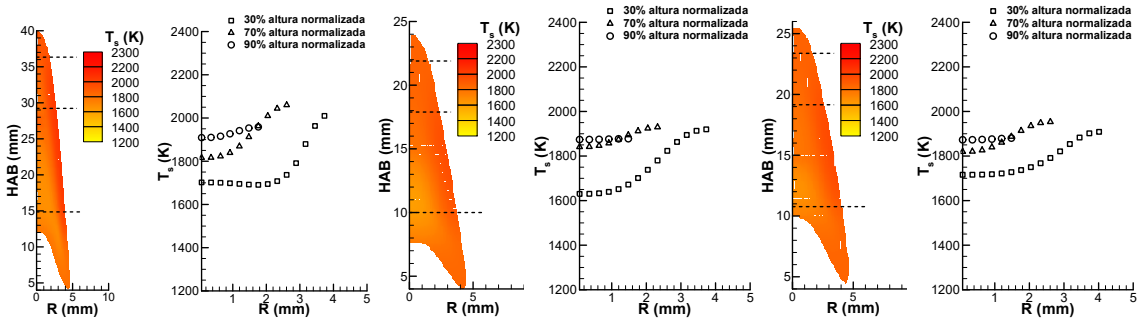
4.2.4. Temperatura del hollín

La Figura 4.13 muestra, para el estado estacionario y cada fase del ciclo, el campo y los perfiles radiales de temperatura del hollín de la llama con forzada moderadamente a 10 Hz y con un índice de oxígeno del 21 %. Se presentan los perfiles al 30 %, 70 % y 90 % de la altura instantánea de los datos de temperatura del hollín.

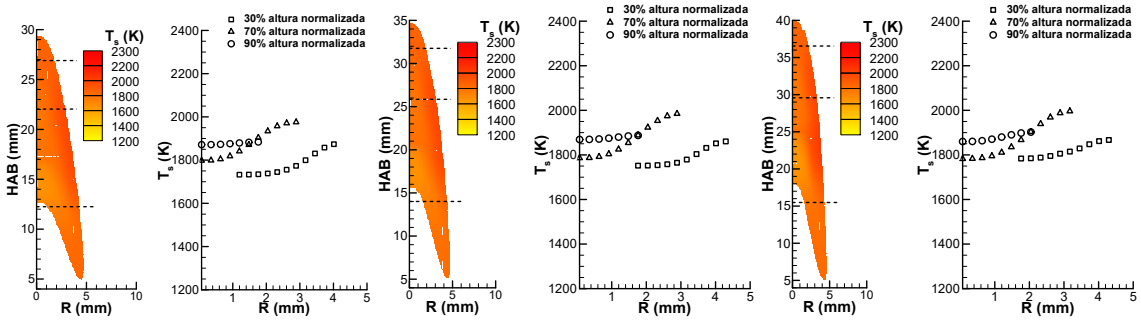
Tal como se puede ver en la mayoría de los casos, la temperatura es mayor en las zonas exteriores de la llama, cerca de las zonas donde también es mayor la fracción en volumen de hollín, indicando una relación entre formación de hollín y temperatura. La temperatura del hollín hacia el centro de la llama es menor y se mantiene en torno a los 1700 K, mientras que hacia el exterior ronda los 2000 K. Cuando la llama se alarga, cerca de la fase del ciclo 70 %, la sección inferior de la llama se enfría considerablemente, mostrando temperaturas cercanas incluso a 1400 K.

En la Figura 4.14 se muestran los campos y perfiles para la llama con OI 21 % pero con forzamiento fuerte. En este caso, los perfiles de temperatura, en general, son menos pronunciados, siguiendo un comportamiento más similar al de la llama réplica, es decir, inicia con una llama de baja altura y con temperatura del hollín intensa y prácticamente homogénea, para luego comenzar a enfriarse su centro y su sección inferior, mientras que la sección superior se mantiene a alta temperatura.

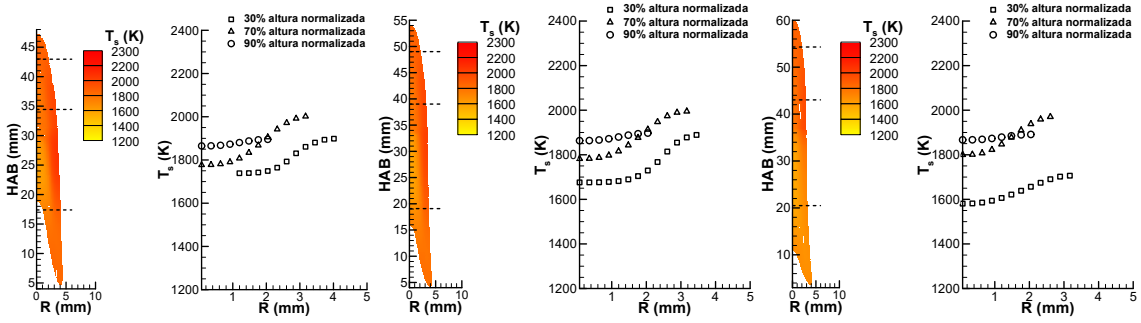
Finalmente, la Figura 4.15 muestra el caso de la llama forzada de forma moderada y con un índice de oxígeno de 33 %. Aquí, los perfiles radiales muestran un comportamiento similar al de la llama forzada con la misma intensidad pero de OI 21 %, es decir, un centro más frío y un aumento progresivo de la temperatura conforme se aumenta el radio. Para revisar los casos con las demás combinación de OI y nivel de forzamiento, revisar el Anexo A.2.



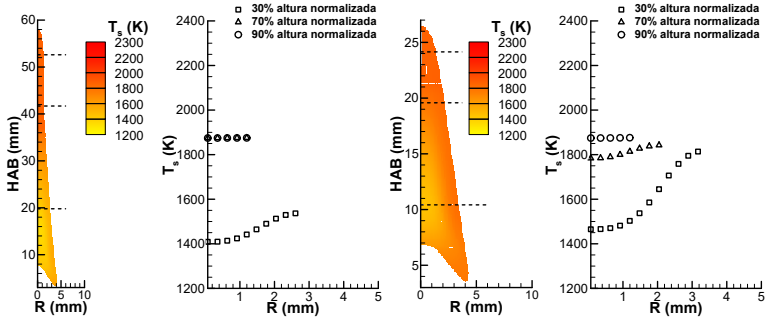
(a) Estado estacionario **(b)** Fase del ciclo 0 % **(c)** Fase del ciclo 10 %



(d) Fase del ciclo 20 % **(e)** Fase del ciclo 30 % **(f)** Fase del ciclo 40 %

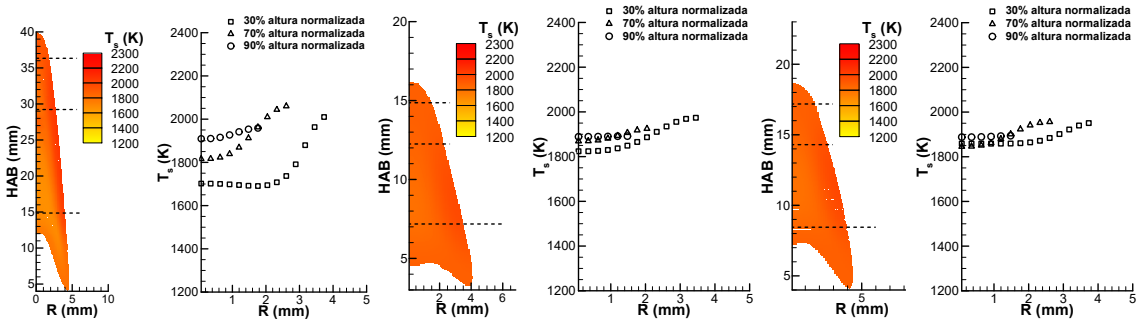


(g) Fase del ciclo 50 % **(h)** Fase del ciclo 60 % **(i)** Fase del ciclo 70 %

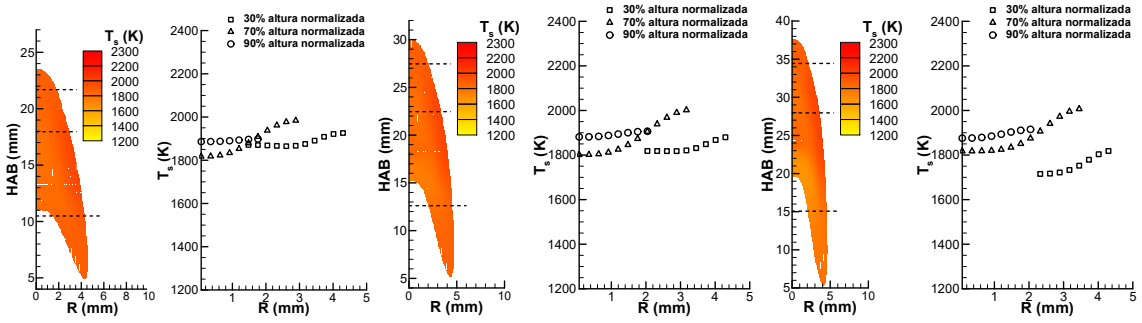


(j) Fase del ciclo 80 % **(k)** Fase del ciclo 90 %

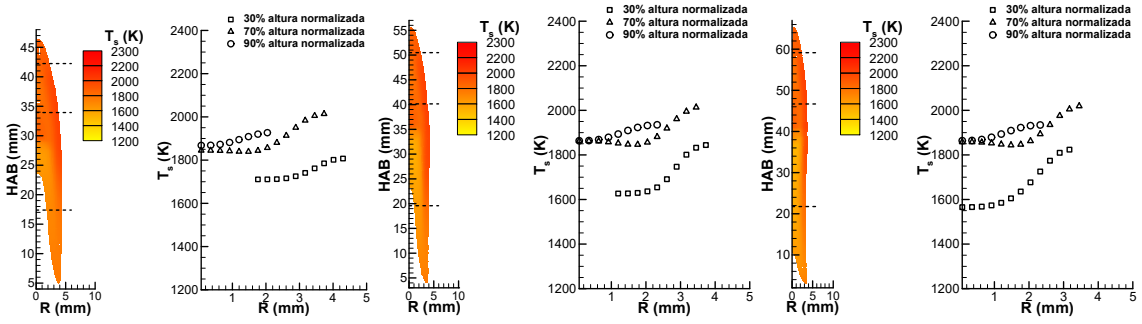
Figura 4.13: Perfiles radiales de temperatura del hollín para las llamas en estado estacionario y forzada de forma moderada a diferentes fases del ciclo. Llama con OI 21 %.



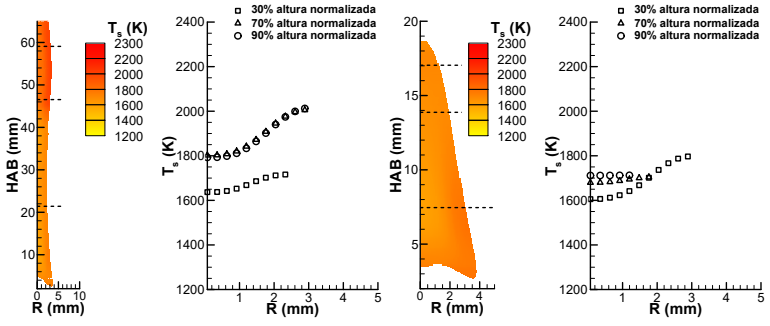
(a) Estado estacionario **(b)** Fase del ciclo 0 % **(c)** Fase del ciclo 10 %



(d) Fase del ciclo 20 % **(e)** Fase del ciclo 30 % **(f)** Fase del ciclo 40 %

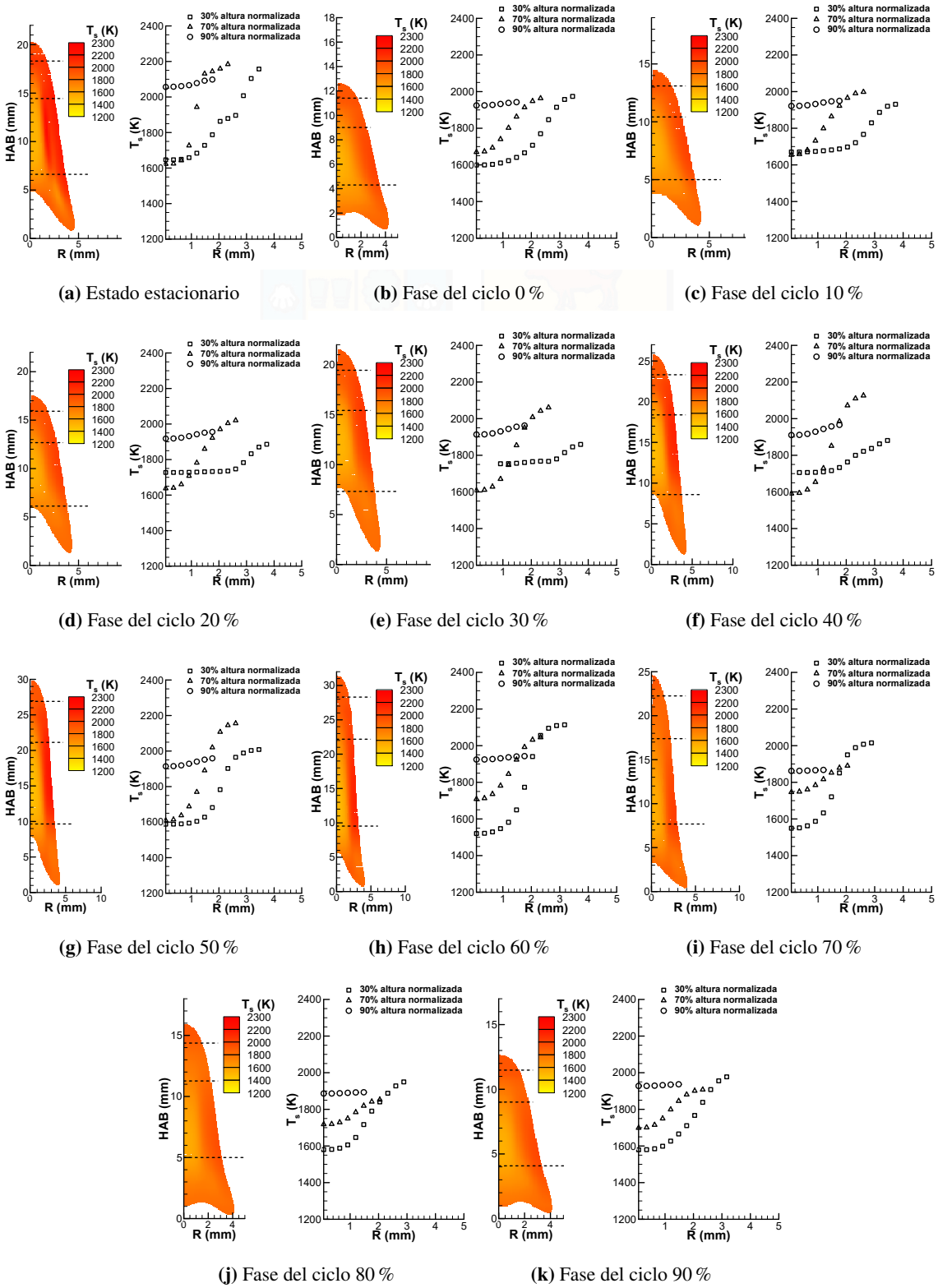


(g) Fase del ciclo 50 % **(h)** Fase del ciclo 60 % **(i)** Fase del ciclo 70 %



(j) Fase del ciclo 80 % **(k)** Fase del ciclo 90 %

Figura 4.14: Perfiles radiales de temperatura del hollín para las llamas en estado estacionario y forzada de forma fuerte a diferentes fases del ciclo. Llama con OI 21 %.



(a) Estado estacionario **(b)** Fase del ciclo 0 % **(c)** Fase del ciclo 10 %

(d) Fase del ciclo 20 % **(e)** Fase del ciclo 30 % **(f)** Fase del ciclo 40 %

(g) Fase del ciclo 50 % **(h)** Fase del ciclo 60 % **(i)** Fase del ciclo 70 %

(j) Fase del ciclo 80 % **(k)** Fase del ciclo 90 %

Figura 4.15: Perfiles radiales de temperatura del hollín para las llamas en estado estacionario y forzada de forma moderada a diferentes fases del ciclo. Llama con OI 21 %.

4.2.4.1. Máximos de temperatura del hollín

En primer lugar, la Figura 4.16 muestra la temperatura del hollín máxima en las llamas de estado estacionario para los distintos índices de oxígeno variados. Tal como puede observarse, existe una tendencia al alza de esta cantidad conforme aumenta el OI. La Figura 4.17 muestra la temperatura del hollín máxima para los casos de forzamiento moderado y fuerte según varía también el índice de oxígeno. El resultado más importante mostrado es que si bien en el caso de la llama forzada fuertemente la temperatura máxima se mantiene relativamente constante (aunque con una leve tendencia ascendente), al igual que en la llama réplica, para la llama forzada de manera modera se aprecia claramente un comportamiento sinusoidal, en el que se aprecia de mejor forma el efecto del forzamiento sobre la llama. Este comportamiento sinusoidal también es observado experimental y numericamente por Jocher et al. [23].

La Figura 4.18 muestra la relación entre la carga de hollín Γ y la temperatura del hollín máxima para diferentes índices de oxígeno e intensidades de forzamiento. En la figura, ambas cantidades fueron normalizas con respecto al valor respectivo de las llamas en estado estacionaria. En todos los casos, hacia el final del ciclo todas estas cantidades convergen hasta un valor mínimo, para luego subir en el comienzo del ciclo.

El caso más interesante se da en las llamas forzadas moderadamente, en donde se aprecia como, aparentemente, un aumento en la temperatura propicia también un aumento en la producción de hollín, pero que luego este a su vez disminuye su temperatura y su cantidad de forma considerable.

4.2.5. Relación local de hollín y temperatura de hollín

Para comprender de mejor forma la relación existente entre la concentración local del hollín en la llama y la temperatura local del hollín, se analizó la llama propia, con un índice de oxígeno del 21 % y en estado estacionario. La Figura 4.19 muestra los campos de fracción en volumen de hollín y de temperatura de hollín para esta llama.

De acuerdo a lo establecido en la Sección 3.3, se calcularon los campos de error para las mediciones experimentales, los cuales son mostrados a la derecha de la figura. En el caso del error en la fracción en volumen de hollín, se puede observar como es considerablemente mayor en los bordes de la llama, lo cual se explica en que la componente que más aporta a este resultado es la desviación en las diferentes imágenes de extinción captadas, ya que los errores en λ y C_λ son de a lo menos un factor 10 veces más bajo que el error provocado por la desviación estándar de las imágenes. De esta manera, debido a que la llama tiene mayores perturbaciones en su borde que en el resto de la llama, aumenta la incertidumbre. En el caso del error en la temperatura ocurre algo similar, debido a que en las zonas del borde y superior aumenta la incertidumbre en las imágenes capturadas y por tanto aumenta el error en dicha zona.

La Figura 4.20 muestra los contornos de la fracción en volumen de hollín superpuestos sobre el campo de temperatura de hollín para esta llama. Tal como se puede apreciar, la máxima concentración de hollín se encuentra en una zona cercana a la de máxima temperatura del hollín, pero sin llegar a coincidir. En términos generales, se observa el mismo comportamiento independientemente del nivel de forzamiento, el índice de oxígeno y la fase del ciclo en que se encuentren las diferentes llamas.

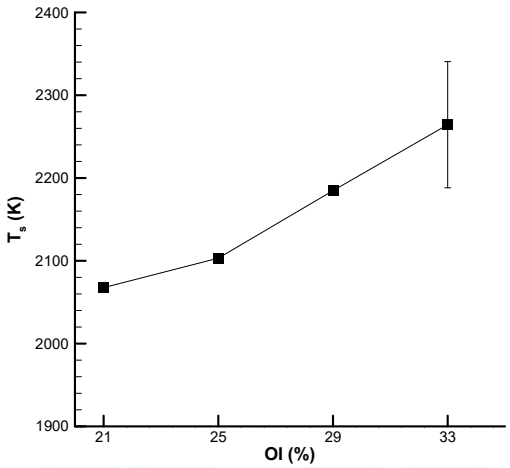
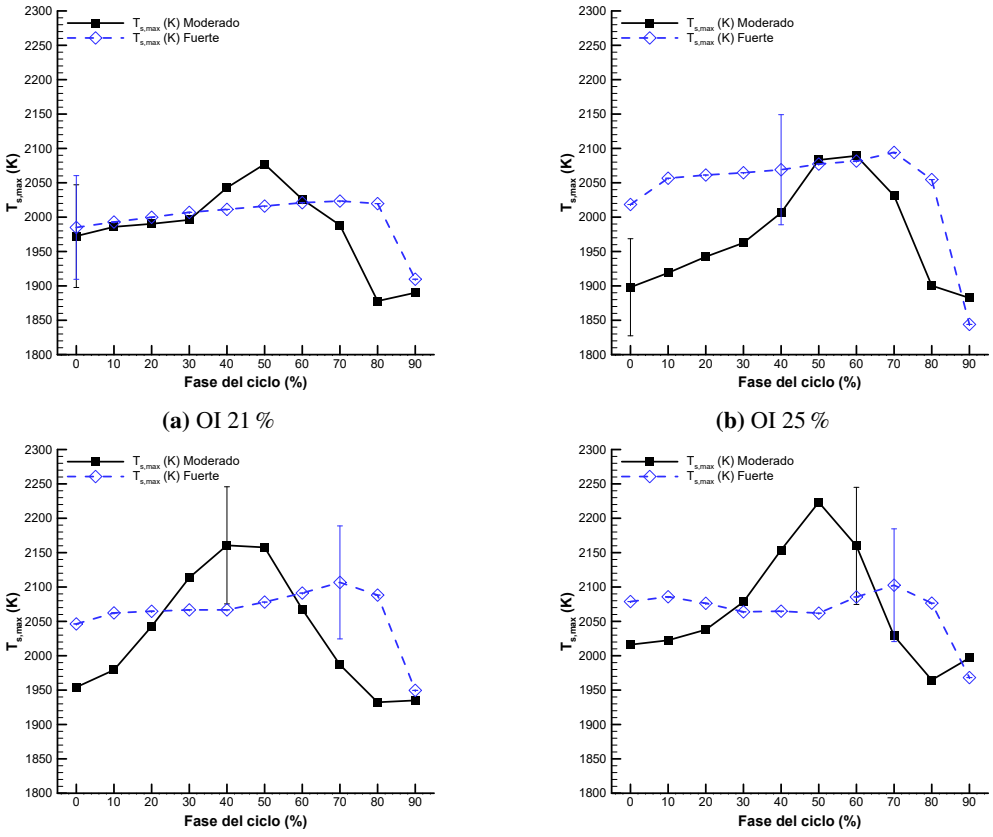


Figura 4.16: Temperatura del hollín máxima para la variación en el índice de oxígeno en las llamas en estado estacionario.



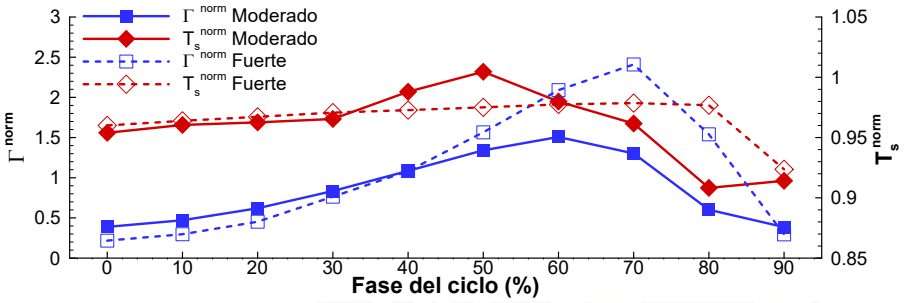
(a) OI 21 %

(b) OI 25 %

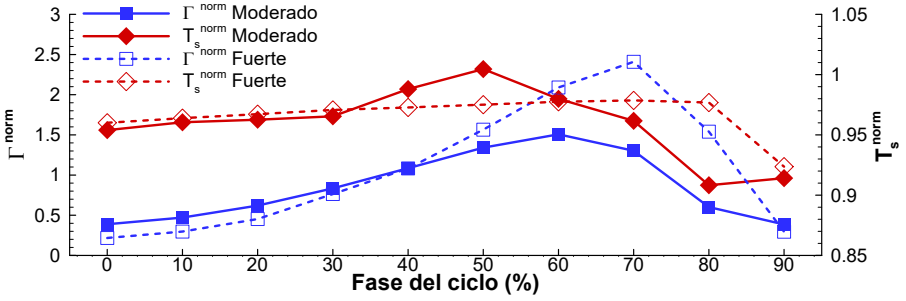
(c) OI 29 %

(d) OI 33 %

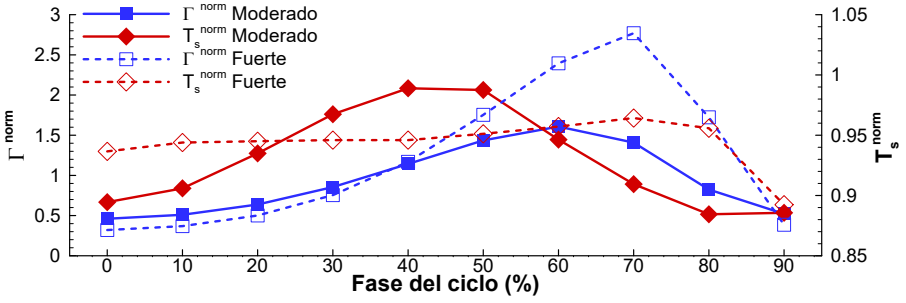
Figura 4.17: Temperatura del hollín máxima para cada fase del ciclo de las llamas variando su índice de oxígeno y la intensidad de forzamiento.



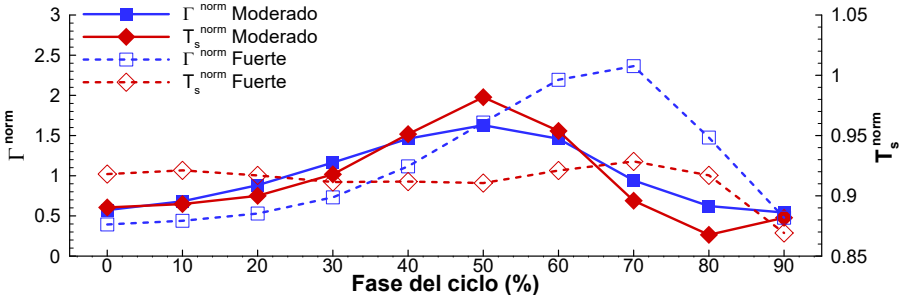
(a) OI 21 %



(b) OI 25 %



(c) OI 29 %



(d) OI 33 %

Figura 4.18: Relación entre la carga de hollín y la temperatura del hollín máxima, para diferentes intensidades de forzamiento, fases del ciclo e índices de oxígeno.

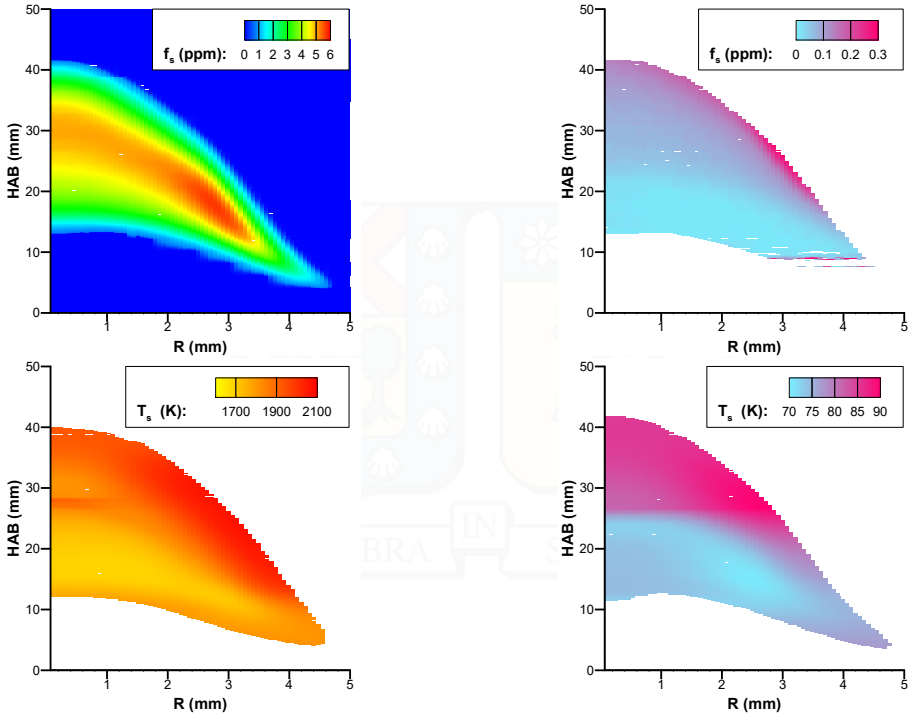


Figura 4.19: A la izquierda, se muestran los campos de fracción en volumen de hollín (arriba) y temperatura del hollín (abajo). A la derecha, se muestra el error obtenido experimentalmente.

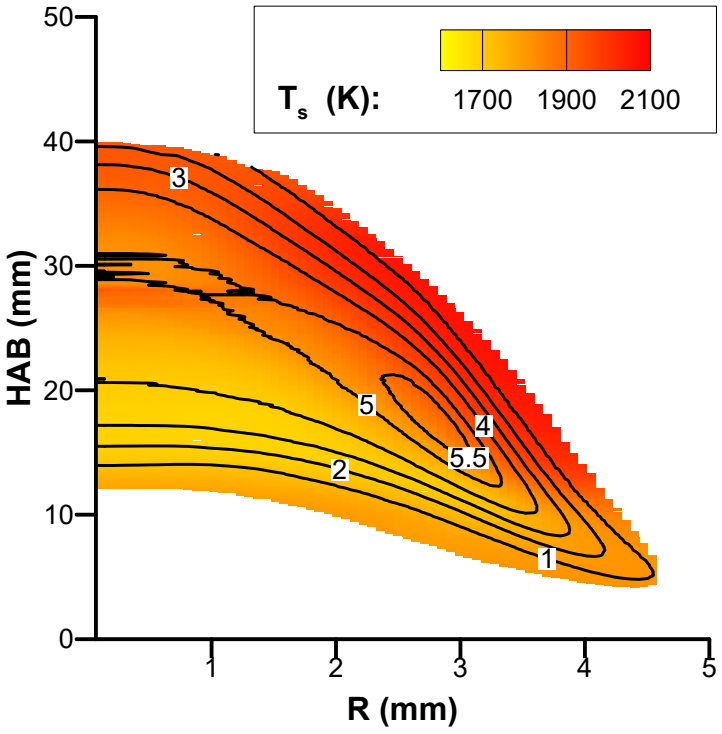


Figura 4.20: Contornos de la fracción en volumen de hollín (ppm) superpuestos sobre el campo de temperatura del hollín.

EX UMBRA IN SOLEM

5 | Conclusiones

Un estudio experimental fue llevado a cabo, analizando el forzamiento en la inyección del combustible en llamas de difusión de etileno-aire. Para lograrlo, se adaptó el sistema de forzamiento y el arreglo óptico disponible en el laboratorio del grupo de investigación EC2G de la Universidad Técnica Federico Santa María, y junto a otros elementos se armó una nueva configuración de medición en el laboratorio.

El forzamiento fue inducido por medio de un parlante unido a una cámara de mezcla en la línea del combustible, y controlada con la señal de una función sinusoidal periódica. La altura de llama, la fracción en volumen y la temperatura del hollín fueron obtenidas mediante técnicas de captura de imágenes en el espectro visible, extinción de luz y emisión espontánea en dos colores, respectivamente.

Los datos obtenidos por medio de mediciones experimentales fueron procesados mediante códigos y rutinas computacionales, que permitieron obtener la fracción en volumen de hollín, la temperatura del hollín, la altura de la llama y la producción de hollín integrada. Los resultados obtenidos, y por tanto la instalación experimental y las herramientas computacionales fueron validadas comparando los resultados con trabajos publicados en la literatura, especialmente con el trabajo de Shaddix y Smyth [1], obteniéndose una buena concordancia entre ambos. La mayor dificultad en la implementación computacional radica en la correcta superposición de las 3 matrices de datos necesarias para calcular la temperatura: el coeficiente de extinción del hollín, y las imágenes en ambas longitudes de onda. Los problemas se dan debido a que no siempre las imágenes obtenidas del *LOSA* tienen la misma resolución que las captadas para la emisión espontánea, además de que las imágenes de emisión tienen áreas aparentes diferentes, y por tanto se deben superponer en base a una referencia externa, por ejemplo, con respecto al centro del quemador. Computacionalmente, el proceso de regularización también es clave: si es que la regularización de Tikhonov excede el parámetro de regularización óptimo, las mediciones locales tienden a sobreestimarse, por el contrario si el parámetro de regularización es muy bajo, las mediciones locales tienden a subestimarse. Sin embargo, en términos globales, las medidas de fracción en volumen de hollín integradas no son mayormente alteradas.

Para el caso de la llama réplica del trabajo de Shaddix y Smyth, los resultados muestran que al inducir el forzamiento, un bolsón de combustible se forma al desprenderse una llama principal del quemador. Este desprendimiento se observa en el presente trabajo, y es estable a 10 Hz y bajo la modulación impuesta, produciendo un ciclo periódico. A pesar de que el máximo local en la fracción en volumen de hollín disminuye con la modulación, comparado con la llama equivalente en estado estacionario, un incremento en la carga de hollín Γ es encontrado en la mayoría de las fases del ciclo. La distribución de temperatura varía significativamente con la modulación, con respecto a la llama estacionaria. Tres etapas son observadas: en primer lugar, una llama pequeña, desprendida e intensa más cercana al quemador, luego se produce un alargamiento de llama, con una disminución de la temperatura producto de la intensa producción de hollín mientras la llama se desprende, para finalmente observarse una reducción en el tamaño de la llama, junto con un nuevo incremento en la temperatura mientras el hollín es consumido.

En comparación con la llama réplica, cuando los flujos de combustible y oxidante se ven reducidos, manteniéndose constantes la frecuencia y el índice de oxígeno, se produce una reducción en la producción de hollín, disminuyendo tanto la altura de la llama como en la fracción en volumen de hollín, y una ligera reducción en la temperatura en general.

Tal como se espera, al aumentar el índice de oxígeno en las llamas estacionarias y forzadas, la altura

visible de la llama también disminuye.

Al estudiar la distribución de temperaturas del hollín para este tipo de llamas, en primer lugar se puede notar que la distribución en la llama forzada varía en menor medida que las llamas en estado estacionario, con respecto a la llama réplica. Sin embargo, se sigue un patrón temporal similar: primero una llama pequeña se va a alargando y separando del quemador, aumentando progresivamente su temperatura máxima hasta que se produce un desprendimiento o una reducción drástica en su tamaño, acompañada de una reducción en la temperatura cerca del quemador.

En cuanto a los campos de fracción en volumen de hollín, se observó como esta cantidad aumenta al avanzar en el ciclo hasta alcanzar un máximo, que generalmente coincide con el máximo de altura. Si bien al aumentar el índice de oxígeno la cantidad local de hollín en la llama aumenta debido a que un aumento en este parámetro favorece los procesos de formación del hollín, la producción total de hollín disminuye en ambos casos de intensidad de forzamiento incluso aumentando el OI. En cuanto a la carga de hollín instantánea, se puede observar que al aumentar el nivel de forzamiento, esta cantidad alcanza mayores diferencias con respecto a la llama en estado estacionario, así por ejemplo, para un indice de oxígeno de 21 % las cargas de hollín máximas son 1,5 y 2,4 veces la carga de hollín en estado estacionario para las llamas moderada y fuertemente forzadas respectivamente.

Se constata en el caso de la llama en estado estacionario que la temperatura máxima del hollín aumenta si también lo hace el índice de oxígeno. Para el caso de las llamas forzadas, la temperatura máxima disminuye con respecto a su correspondiente llama en estado estacionario, y su comportamiento a través de las diferentes fases del ciclo depende directamente de la intensidad del forzamiento. Así, para la llama fuertemente forzada se alcanza un resultado similar al de la llama réplica, es decir, la temperatura máxima se mantiene relativamente constante a lo largo de cada ciclo. En cambio para las llamas moderadamente forzadas, se aprecia un comportamiento del tipo cíclico, en el que la temperatura máxima aumenta progresivamente hasta alcanzar un máximo, para luego disminuir.

En el caso de la llama con menos combustible en estado estacionario, el análisis de sensibilidad con respecto al índice de oxígeno muestra que cuando dicho parámetro aumenta, también lo hace la producción de hollín de forma importante.

La temperatura juega un rol clave. Las reacciones y procesos de formación de hollín se ven incrementados conforme también lo hace la temperatura, y por tanto, se espera que mientras mayor sea la temperatura, mayor será la concentración de hollín siempre y cuando se estén venciendo los procesos de oxidación. Pero por otra parte, si existe una mayor concentración de hollín, entonces también la temperatura se verá disminuida. De todas formas, tal como se puede apreciar al comparar los campos de fracción en volumen de hollín y de temperatura de hollín, las zonas con mayor temperatura se encuentran cercanas, pero no coincidentes, con las zonas de mayor concentración de hollín, lo que es esperable.

En cuanto al error, para las mediciones relacionadas con la fracción en volumen de hollín se mantiene para todos los casos relativamente bajos, y en general son menores a 0,5 ppm, mientras que las cantidades de hollín medidas son considerablemente mayores, alcanzando incluso valores superiores a las 10 ppm. En el caso de la temperatura del hollín, el error se mantiene para todos los casos en un rango de entre 50 y 100 K, que si bien es relativamente grande con respecto a las temperaturas medidas (que van en un rango entre 1500 y 2300 K), permiten estudiar los resultados en cuanto a tendencias, y por tanto las conclusiones generales no ven mayormente afectadas.

La principal novedad de este estudio es la estimación de la temperatura del hollín dentro de la zona reactiva, entregando datos importantes para la modelación numérica de este tipo de llamas.

En cuanto a perspectivas futuras, resulta muy importante lograr medir la velocidad de salida del flujo de combustible de forma instantánea, para de esta manera lograr mejorar la estandarización de las mediciones así como el nexo entre los resultados experimentales y los obtenidos mediante simulación numérica. Además, se debe buscar implementar la técnica de medición de fracción en volumen de hollín, temperatura del hollín y diámetro de partícula primaria del hollín mediante el uso de la incandescencia láser inducida. Además, complementariamente se pueden realizar mediciones expandiendo el rango del índice de oxígeno estudiado y también variar la frecuencia de forzamiento.

Bibliografía

[1] Christopher R. Shaddix and Kermit C. Smyth. Laser-induced incandescence measurements of soot production in steady and flickering methane, propane, and ethylene diffusion flames. *Combustion and Flame*, 107(4):418–452, 1996. (document), 1, 3.4, 3.6, 4.1, 5

[2] Mohammad Reza Kholghy, Armin Veshkini, and Murray J. Thomson. The core-shell internal nanostructure of soot - A criterion to model soot maturity. *Carbon*, 100:508–536, 2016. (document), 2.2, 2.3

[3] J. Hansen, M. Sato, R. Ruedy, A. Lacis, and V. Oinas. Global warming in the twenty-first century: An alternative scenario. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 97(18):9875–9880, 2000. 1

[4] Antonella Zanobetti, Elena Austin, Brent A. Coull, Joel Schwartz, and Petros Koutrakis. Health effects of multi-pollutant profiles. *Environment International*, 71:13–19, 2014. 1

[5] Ki-Hyun Kim, Pawan Kumar, Jan E. Szulejko, Adedeji A. Adelodun, Muhammad Faisal Junaid, Minori Uchimiya, and Scott Chambers. Toward a better understanding of the impact of mass transit air pollutants on human health. *Chemosphere*, 174:268–279, 2017. 1

[6] Xueliang Yuan, Mofan Zhang, Qingsong Wang, Yutao Wang, and Jian Zuo. Evolution analysis of environmental standards: Effectiveness on air pollutant emissions reduction. *Journal of Cleaner Production*, 149:511–520, 2017. 1

[7] Kermit C. Smyth, Joel E. Harrington, Erik L. Johnsson, and William M. Pitts. Greatly enhanced soot scattering in flickering CH4/Air diffusion flames. *Combustion and Flame*, 95(1-2):229–239, 1993. 1, 2.4

[8] Christopher R. Shaddix, Joel E. Harrington, and Kermit C. Smyth. Quantitative measurements of enhanced soot production in a flickering methane/air diffusion flame. *Combustion and Flame*, 99(3-4):723–732, 1994. 1

[9] David A. Everest, Christopher R. Shaddix, and Kermit C. Smyth. Quantitative two-photon laser-induced fluorescence imaging of co in flickering ch 4 /air diffusion flames. *Proc. Comb. Inst.*, 26:1161–1169, 1996. 1

[10] R Reed Skaggs and J Houston Miller. Tunable diode laser absorption measurements of carbon monoxide and temperature in a time-varying, methane/air, non-premixed flame. *Twnty-sixth symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute*, pages 1181–1188, 1996. 1, 2.4

[11] Kermit C. Smyth, Christopher R. Shaddix, and David A. Everest. Aspects of soot dynamics as revealed by measurements of broadband fluorescence and flame luminosity in flickering diffusion flames. *Combustion and Flame*, 111(3):185–207, 1997. 1

[12] Jie Zhang and Constantine M. Megaridis. Soot microstructure in steady and flickering laminar methane/air diffusion flames. *Combustion and Flame*, 112(4):473–484, 1998. 1

[13] O. A. Ezekoye, K. M. Martin, and F. Bisetti. Pulsed flow modulation of soot production in a laminar jet-diffusion flame. *Proc. Comb. Inst.*, 30(1):1485–1492, 2005. 1

[14] H Sapmaz and C Ghenai. Two-dimensional imaging of soot volume fraction in pulsed diffusion flames by laser-induced incandescence. *Proceedings of FEDSM2006*, pages 1–5, 2006. 1, 2.4

[15] M. Charwath, Janbernd Hentschel, H. Bockhorn, and Rainer Suntz. Behavior of moderately oscillating sooting methane-Air diffusion flames. *Flow, Turbulence and Combustion*, 82(4):553–569, 2009. 1

[16] Kae Ken Foo, Zhiwei Sun, Paul R. Medwell, Zeyad T. Alwahabi, Bassam B. Dally, and Graham J. Nathan. Experimental investigation of acoustic forcing on temperature, soot volume fraction and primary particle diameter in non-premixed laminar flames. *Combustion and Flame*, 181:270–282, 2017. 1

[17] Fokion N. Egolfopoulos and Charles S. Campbell. Unsteady counterflowing strained diffusion flames: diffusion-limited frequency response. *Journal of Fluid Mechanics*, 318(-1):1, 1996. 1

[18] Carolyn R. Kaplan, Christopher R. Shaddix, and Kermit C. Smyth. Computations of enhanced soot production in time-varying CH4/air diffusion flames. *Combustion and Flame*, 106(4):392–405, 1996. 1

[19] Seth B. Dworkin, J. a. Cooke, B. A.V. Bennett, B. C. Connelly, Marshall B. Long, M. D. Smooke, R. J. Hall, and M. B. Colket. Distributed-memory parallel computation of a forced, time-dependent, sooting, ethylene/air coflow diffusion flame. *Combustion Theory and Modelling*, 13(5):795–822, 2009. 1

[20] Rahima K. Mohammed, Michael A Tanoff, M. D. Smooke, Andrew M. Schaffer, and Marshall B. Long. Computational and Experimental Study of a Forced , Time- Varying , Axisymmetric , Laminar Diffusion Flame. *Twnty-seventh symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute*, pages 693–702, 1998. 1, 2.4

[21] Charles S. Mcenally, Lisa D. Pfefferle, Andrew M. Schaffer, Marshall B. Long, Rahima K. Mohammed, M. D. Smooke, and Meredith B. Colkei. Characterization of a coflowing methane/air non-premixed flame with computer modeling, rayleigh-raman imaging, and on-line mass spectrometry. *Proceedings of the Combustion Institute*, 28(2):2063–2070, 2000. 1

[22] Seth B. Dworkin, B. C. Connelly, Andrew M. Schaffer, B. A.V. Bennett, Marshall B. Long, M. D. Smooke, M. P. Puccio, B. McAndrews, and J. H. Miller. Computational and experimental study of a forced, time-dependent, methane-air coflow diffusion flame. *Proc. Comb. Inst.*, 31 I:971–978, 2007. 1

[23] Agnes Jocher, Kae Ken Foo, Zhiwei Sun, Bassam Dally, Heinz Pitsch, Zeyad Alwahabi, and Graham Nathan. Impact of acoustic forcing on soot evolution and temperature in ethylene-air flames. *Proc. Comb. Inst.*, 36:781–788, 2017. 1, 4.2.4.1

[24] Chung K. Law. *Combustion Physics*, volume 14. Cambridge University Press, 2011. 2.1, 2.1b, 2.7

[25] Christopher R. Shaddix, Timothy C. Williams, Linda G. Blevins, and Robert W. Schefer. Flame structure of steady and pulsed sooting inverse jet diffusion flames. *Proceedings of the Combustion Institute*, 30(1):1501–1508, 2005. 2.1a

[26] Forman A. Williams. *Combustion Theory*. Combustion science and engineering series. Avalon Publishing, 1985. 2.1

[27] Norbert Peters. *Turbulent Combustion*. Cambridge Monographs on Mechanics. Cambridge University Press, 2000. 2.1

[28] N. Peters. Laminar diffusion flamelet models in non-premixed turbulent combustion. *Progress in Energy and Combustion Science*, 10(3):319–339, 1984. 2.1

[29] Longhua Hu, Shixiang Liu, and Xiaolei Zhang. Flame heights of line-source buoyant turbulent non-premixed jets with air entrainment constraint by two parallel side walls. *Fuel*, 200:583–589, 2017. 2.2b

[30] Morton Lippmann. Toxicological and epidemiological studies of cardiovascular effects of ambient air fine particulate matter (pm2.5) and its chemical components: Coherence and public health implications. *Critical Reviews in Toxicology*, 44(4):299–347, 2014. 2.2

[31] Eleanor J. Highwood and Robert P. Kinnersley. When smoke gets in our eyes: The multiple impacts of atmospheric black carbon on climate, air quality and health. *Environment International*, 32(4):560 – 566, 2006. 2.2

[32] N.A.H. Janssen, G. Hoek, M. Simic-Lawson, P. Fischer, L. van Bree, H.T. Brink, M. Keuken, R.W. Atkinson, H. Ross Anderson, B. Brunekreef, and F.R. Cassee. Black carbon as an additional indicator of the adverse health effects of airborne particles compared with pm 10 and pm 2.5. *Environmental Health Perspectives*, 119(12):1691–1699, 2011. cited By 261. 2.2

[33] T. C. Bond, S. J. Doherty, D. W. Fahey, P. M. Forster, T. Berntsen, B. J. DeAngelo, M. G. Flanner, S. Ghan, B. Kärcher, D. Koch, S. Kinne, Y. Kondo, P. K. Quinn, M. C. Sarofim, M. G. Schultz, M. Schulz, C. Venkataraman, H. Zhang, S. Zhang, N. Bellouin, S. K. Guttikunda, P. K. Hopke, M. Z. Jacobson, J. W. Kaiser, Z. Klimont, U. Lohmann, J. P. Schwarz, D. Shindell, T. Storelvmo, S. G. Warren, and C. S. Zender. Bounding the role of black carbon in the climate system: A scientific assessment. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 118(11):5380–5552, 2013. 2.2

[34] H.A. Michelsen. Probing soot formation, chemical and physical evolution, and oxidation: A review of in situ diagnostic techniques and needs. *Proceedings of the Combustion Institute*, 36(1):717 – 735, 2017. 2.2

[35] Andrès Fuentes, Rodrigo Henríquez, Fatiha Nmira, Fengshan Liu, and Jean Louis Consalvi. Experimental and numerical study of the effects of the oxygen index on the radiation characteristics of laminar coflow diffusion flames. *Combustion and Flame*, 160(4):786–795, 2013. 2.3

[36] B S Haynes and H G Wagner. Soot Formation. *Progress in Energy and Combustion Science*, 7(4):229–273, 1981. 2.3

[37] Janbernd Hentschel, Rainer Suntz, and Henning Bockhorn. Soot formation and oxidation in oscillating methane-air diffusion flames at elevated pressure. *Applied optics*, 44(31):6673–6681, 2005. 2.4

[38] Baki M. Cetegen and Tarek A. Ahmed. Experiments on the periodic instability of buoyant plumes and pool fires. *Combustion and Flame*, 93(1-2):157–184, 1993. 2.4

[39] Masahiro Saito, Masayuki Sato, and Akira Nishimura. Soot suppression by acoustic oscillated combustion. *Fuel*, 77(9):973–978, 1998. 2.4

[40] Qian Wang, Hua Wei Huang, Hao Jie Tang, Min Zhu, and Yang Zhang. Nonlinear response of buoyant diffusion flame under acoustic excitation. *Fuel*, 103:364–372, 2013. 2.4

[41] Shuhn Shyurng Hou, De Hua Chung, and Ta Hui Lin. Experimental and numerical investigation of jet flow and flames with acoustic modulation. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 83:562–574, 2015. 2.4

[42] Heinrich Kuttruff. *Acoustics: An introduction*. Taylor & Francis, London; New York, english edition edition, 2006. 2.4.1

[43] F. G. Roper, C. Smith, and A. C. Cunningham. The prediction of laminar jet diffusion flame sizes: Part II. Experimental verification. *Combustion and Flame*, 29(C):227–234, 1977. 2.5

[44] P. B. Sunderland, B. J. Mendelson, Z. G. Yuan, and D. L. Urban. Shapes of buoyant and nonbuoyant laminar jet diffusion flames. *Combustion and Flame*, 116(3):376–386, 1999. 2.5

[45] Mark A. Mikofski, Timothy C. Williams, Christopher R. Shaddix, and Linda G. Blevins. Flame height measurement of laminar inverse diffusion flames. *Combustion and Flame*, 146(1-2):63–72, 2006. 2.5

[46] Byoung Chul Ko, Kwang-Ho Cheong, and Jae-Yeal Nam. Fire detection based on vision sensor and support vector machines. *Fire Safety Journal*, 44(3):322–329, 2009. 2.5

[47] J Warnatz, U Maas, and R W Dibble. *Combustion*. 2006. 2.6

[48] L. A. Melton. Soot diagnostics based on laser heating. *Applied Optics*, 23(13):2201, 1984. 2.6

[49] T. P. Jenkins and R. K. Hanson. Soot pyrometry using modulated absorption/emission. *Combustion and Flame*, 126(3):1669–1679, 2001. 2.6, 2.6.1, 2.7, 2.7.1, 2.7.1

[50] Craig F Bohren and Donald R Huffman. Absorption and Scattering by an Arbitrary Particle. *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*, pages 57–81, 1998. 2.6

[51] H. Zhao and N. Ladommatos. Optical diagnostics for soot and temperature measurement in diesel engines. *Progress in Energy and Combustion Science*, 24(3):221–255, 1998. 2.6

[52] W. H. Dalzell and a. F. Sarofim. Optical Constants of Soot and Their Application to Heat-Flux Calculations. *Journal of Heat Transfer*, 91(1):100, 1969. 2.6

[53] H. Chang and T. T. Charalampopoulos. Determination of the Wavelength Dependence of Refractive Indices of Flame Soot. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 430:577–591, 1990. 2.6, 3.3

[54] Kyle J Daun, Kevin A. Thomson, Fengshan Liu, and G. J. Smallwood. Deconvolution of axisymmetric flame properties using Tikhonov regularization. *Applied optics*, 45(1):4638–4646, 2006. 2.6.2

[55] Jacques Hadamard. *Lectures on Cauchy's Problem in Linear Partial Differential Equations*. Yale University Press, first edition edition, 1923. 2.6.3

[56] Nobuyuki Fujisawa, Takao Abe, Takayuki Yamagata, and Hirofumi Tomidokoro. Flickering characteristics and temperature field of premixed methane/air flame under the influence of co-flow. *Energy Conversion and Management*, 78:374–385, 2014. 2.7

[57] Chandra Shakher and Anil Kumar Nirala. A review on refractive index and temperature profile measurements using laser-based interferometric techniques. *Optics and Lasers in Engineering*, 31(6):455–491, 1999. 2.7

[58] Z. Najafian Ashrafi, M. Ashjaee, and M. H. Askari. Two-dimensional temperature field measurement of a premixed methane/air flame using Mach-Zehnder interferometry. *Optics Communications*, 341:55–63, 2015. 2.7

[59] David R. Snelling, R. A. Sawchuk, Gregory J. Smallwood, and T. Parameswaran. An improved CARS spectrometer for single-shot measurements in turbulent combustion. *Review of Scientific Instruments*, 63(12):5556–5564, 1992. 2.7

[60] Klaus Peter Geigle, Yorck Schneider-Kühnle, Michael S. Tsurikov, Redjem Hadef, Rainer Lückerath, Véronique Krüger, Winfried Stricker, and Manfred Aigner. Investigation of laminar pressurized flames for soot model validation using SV-CARS and LII. *Proceedings of the Combustion Institute*, 30(1):1645–1652, 2005. 2.7

[61] Paul R. Medwell, Qing N. Chan, Bassam B. Dally, Saleh Mahmoud, Zeyad T. Alwahabi, and Graham J. Nathan. Temperature measurements in turbulent non-premixed flames by two-line atomic fluorescence. *Proceedings of the Combustion Institute*, 34(2):3619–3627, 2013. 2.7

[62] Peter B. Kuhn, Bin Ma, Blair C. Connelly, Mitchell D. Smooke, and Marshall B. Long. Soot and thin-filament pyrometry using a color digital camera. *Proceedings of the Combustion Institute*, 33(1):743–750, 2011. 2.7

[63] S. De Iuliis, F. Cignoli, S Benecchi, and G. Zizak. Determination of soot parameters by a two-angle scattering-extinction technique in an ethylene diffusion flame. *Applied optics*, 37(33):7865–74, 1998. 2.7

[64] Guillaume Legros, Qianlong Wang, JérÔme Bonnety, Muhammad Kashif, Céline Morin, Jean Louis Consalvi, and Fengshan Liu. Simultaneous soot temperature and volume fraction measurements in axis-symmetric flames by a two-dimensional modulated absorption/emission technique. *Combustion and Flame*, 162(6):2705–2719, 2015. 2.7

[65] L. H. Liu and J. Jiang. Inverse radiation problem for reconstruction of temperature profile in axisymmetric free flames. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 70(2):207–215, 2001. 2.7.1

[66] Ö. L. Gülder, D. R. Snelling, and R. A. Sawchuk. Influence of hydrogen addition to fuel on temperature field and soot formation in diffusion flames. *Symposium (International) on Combustion*, 26(2):2351–2358, 1996. 3

[67] Felipe Pineda Y. Modulación acústica de una llama de difusión laminar axisimétrica, 2016. 3.1

[68] John R. Taylor. *An introduction to error analysis: the study of uncertainties in physical measurements*. University Science Books, 2 edition, 1997. 3.3

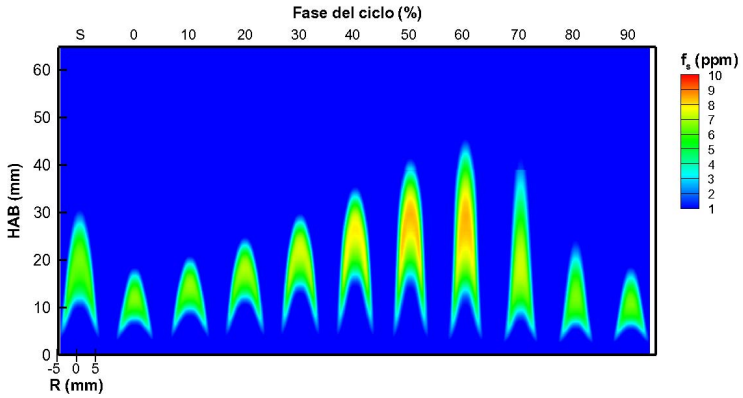
[69] A. Fuentes, Guillaume Legros, H. El-Rabii, J. P. Vantelon, P. Joulain, and J. L. Torero. Laser-induced incandescence calibration in a three-dimensional laminar diffusion flame. *Experiments in Fluids*, 43(6):939–948, 2007. 3.3

[70] Fengshan Liu, D. R. Snelling, K.A. Thomson, and G. J. Smallwood. Sensitivity and relative error analyses of soot temperature and volume fraction determined by two-color LII. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 96:623–636, 2009. 3.3, 3.3

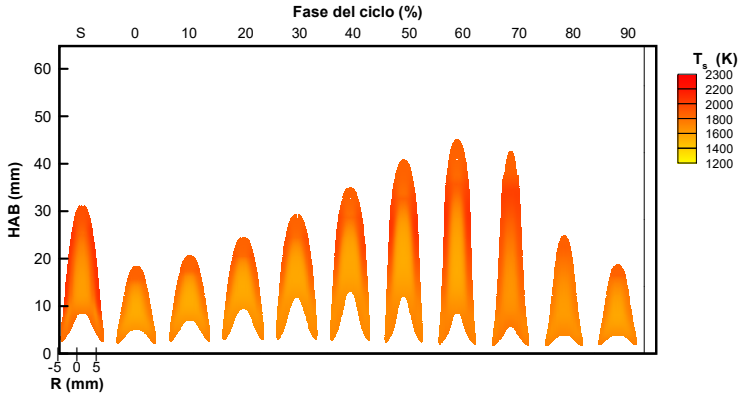
[71] F. Escudero, A. Fuentes, Jean Louis Consalvi, Fengshan Liu, and R. Demarco. Unified behavior of soot production and radiative heat transfer in ethylene, propane and butane axisymmetric laminar diffusion flames at different oxygen indices. *Fuel*, 183:668–679, 2016. 3.4

A | Anexo

A.1. Campos de fracción en volumen de hollín y temperatura

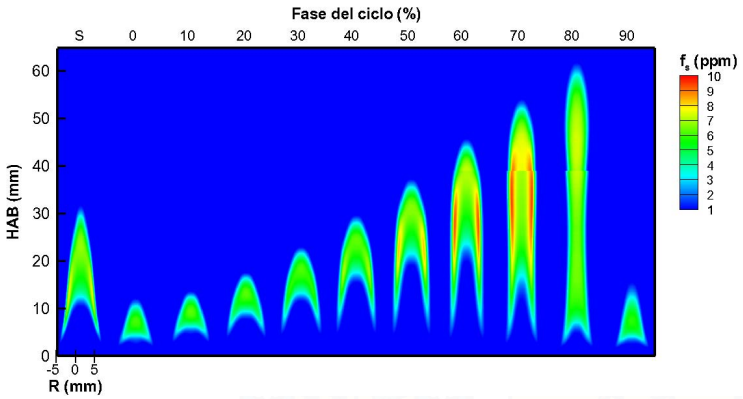


(a) Fracción en volumen de hollín.

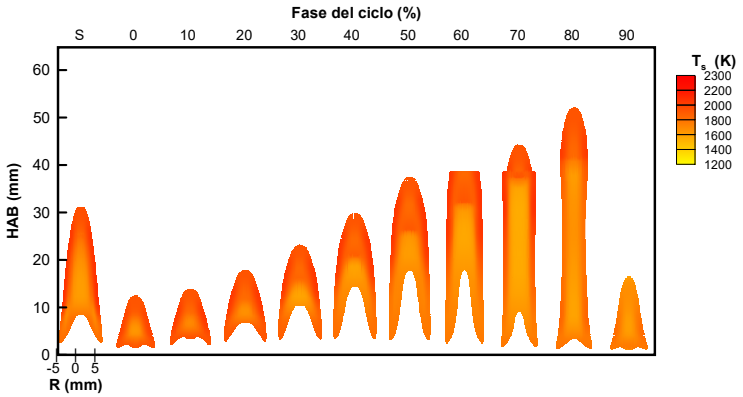


(b) Temperatura del hollín

Figura A.1: Campos de fracción en volumen de hollín y temperatura del hollín para la llama con OI 25 % forzada de forma moderada.

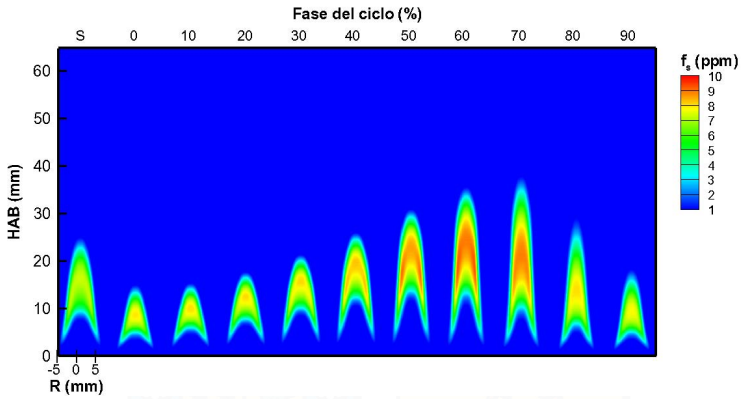


(a) Fracción en volumen de hollín.

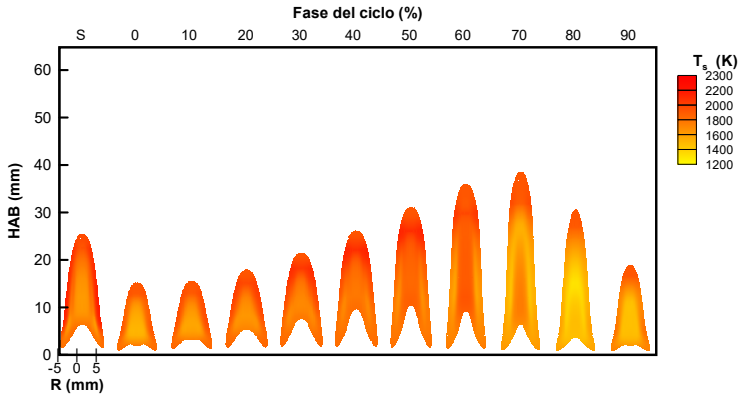


(b) Temperatura del hollín

Figura A.2: Campos de fracción en volumen de hollín y temperatura del hollín para la llama con OI 25 % forzada de forma fuerte.

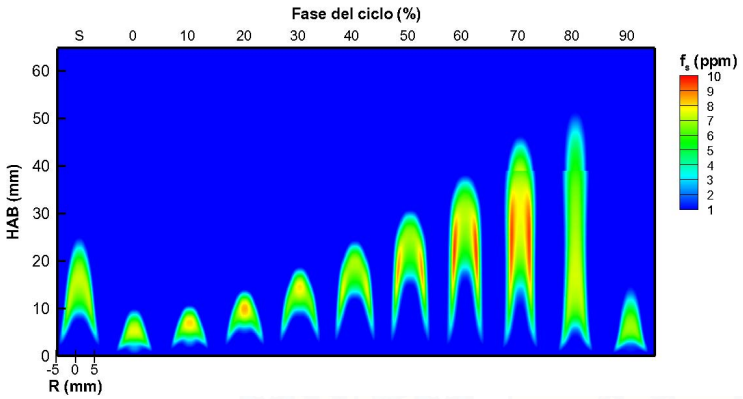


(a) Fracción en volumen de hollín.

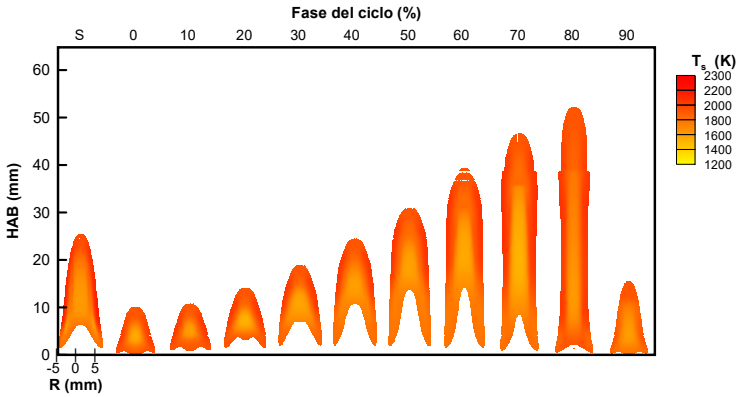


(b) Temperatura del hollín

Figura A.3: Campos de fracción en volumen de hollín y temperatura del hollín para la llama con OI 29 % forzada de forma moderada.

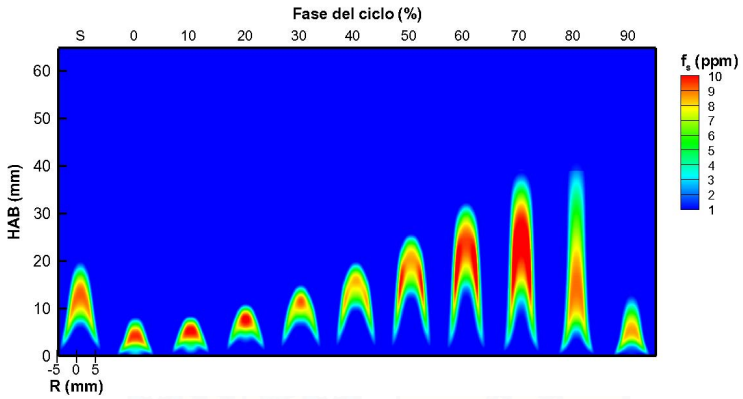


(a) Fracción en volumen de hollín.

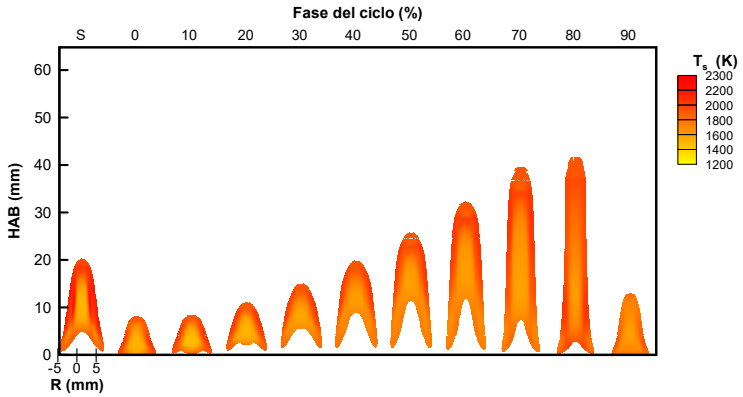


(b) Temperatura del hollín

Figura A.4: Campos de fracción en volumen de hollín y temperatura del hollín para la llama con OI 29 % forzada de forma fuerte.



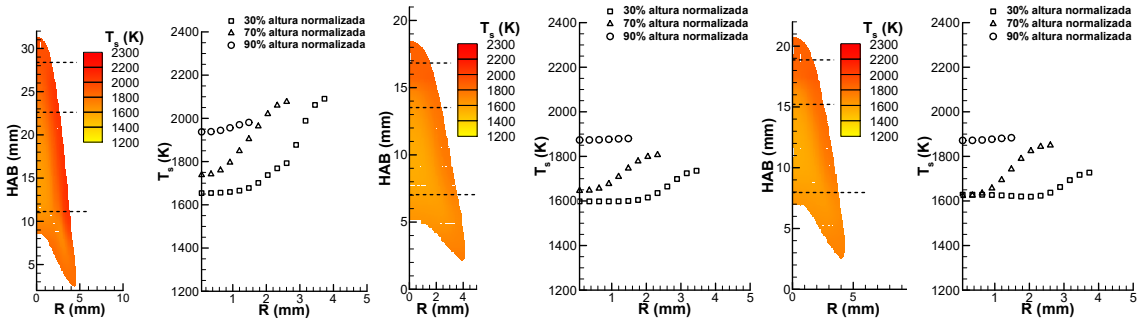
(a) Fracción en volumen de hollín.



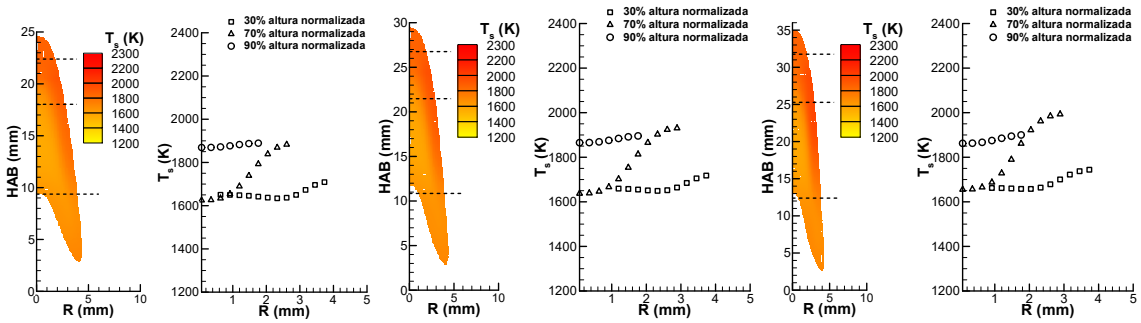
(b) Temperatura del hollín

Figura A.5: Campos de fracción en volumen de hollín y temperatura del hollín para la llama con OI 33 % forzada de forma fuerte.

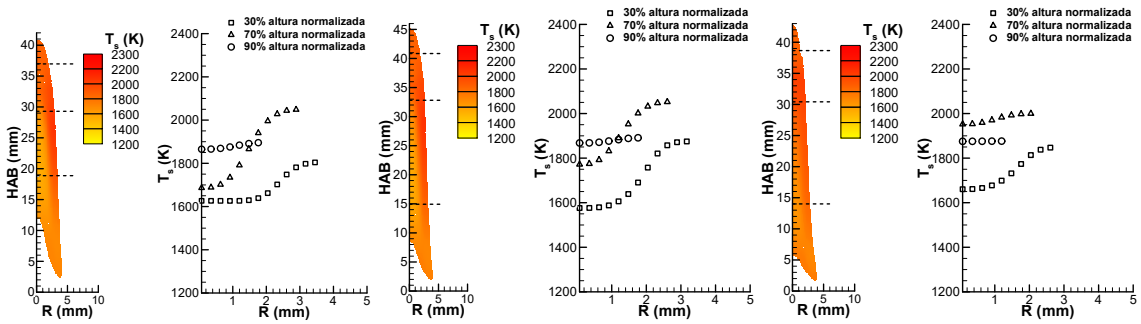
A.2. Perfiles radiales de temperatura de hollín



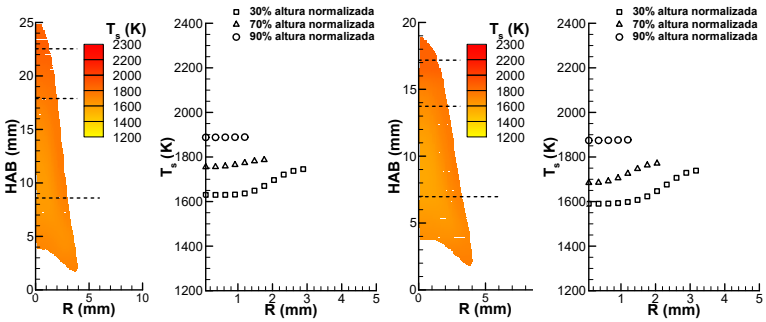
(a) Estado estacionario **(b)** Fase del ciclo 0 % **(c)** Fase del ciclo 10 %



(d) Fase del ciclo 20 % **(e)** Fase del ciclo 30 % **(f)** Fase del ciclo 40 %

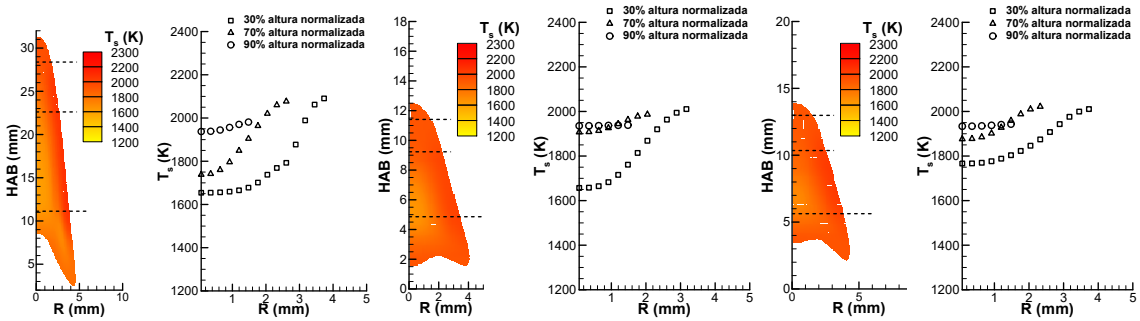


(g) Fase del ciclo 50 % **(h)** Fase del ciclo 60 % **(i)** Fase del ciclo 70 %

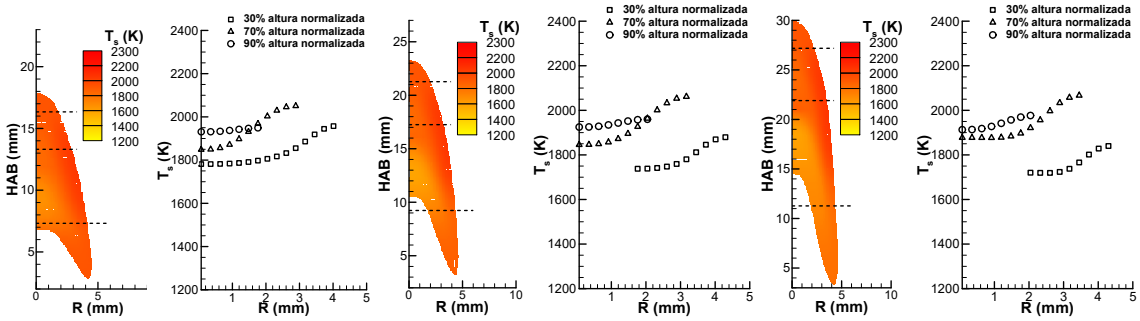


(j) Fase del ciclo 80 % **(k)** Fase del ciclo 90 %

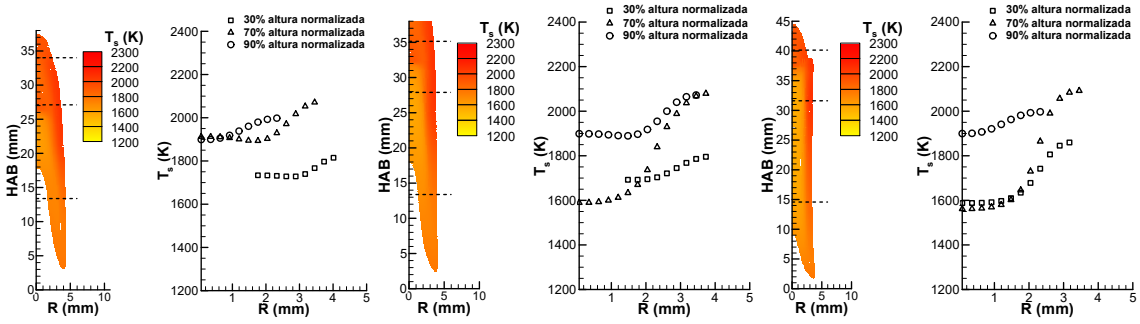
Figura A.6: Perfiles radiales de temperatura del hollín para las llamas en estado estacionario y forzada de forma moderada a diferentes fases del ciclo. Llama con OI 25 %.



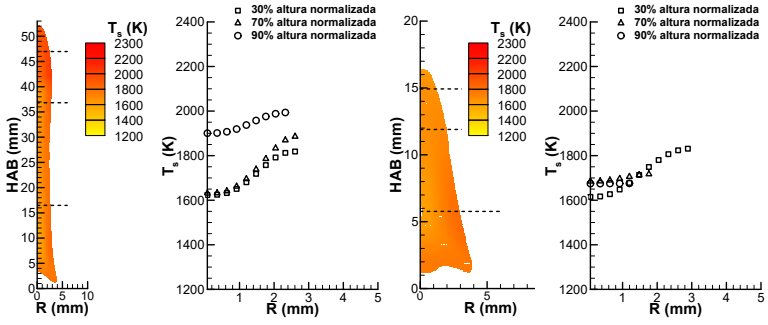
(a) Estado estacionario **(b)** Fase del ciclo 0 % **(c)** Fase del ciclo 10 %



(d) Fase del ciclo 20 % **(e)** Fase del ciclo 30 % **(f)** Fase del ciclo 40 %

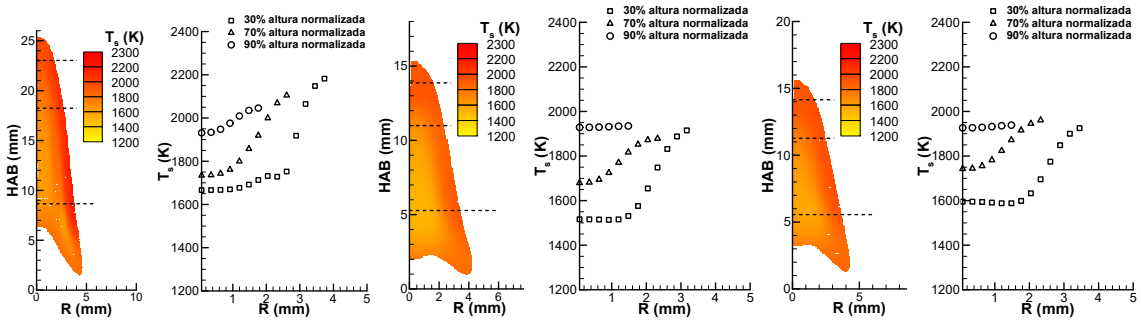


(g) Fase del ciclo 50 % **(h)** Fase del ciclo 60 % **(i)** Fase del ciclo 70 %

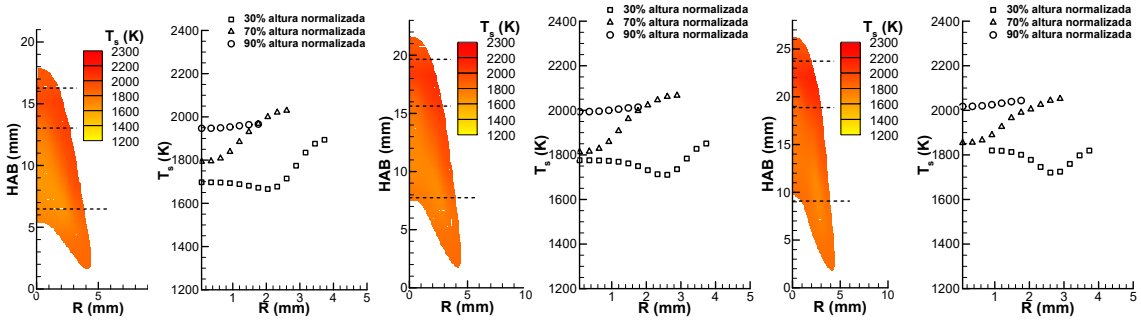


(j) Fase del ciclo 80 % **(k)** Fase del ciclo 90 %

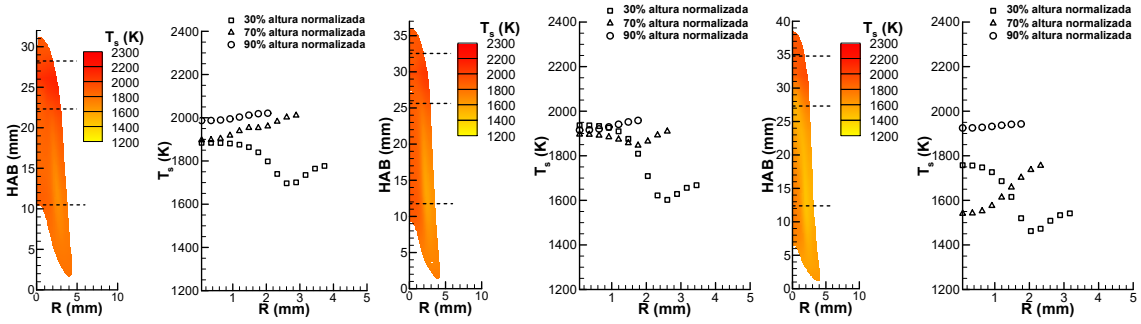
Figura A.7: Perfiles radiales de temperatura del hollín para las llamas en estado estacionario y forzada de forma fuerte a diferentes fases del ciclo. Llama con OI 25 %.



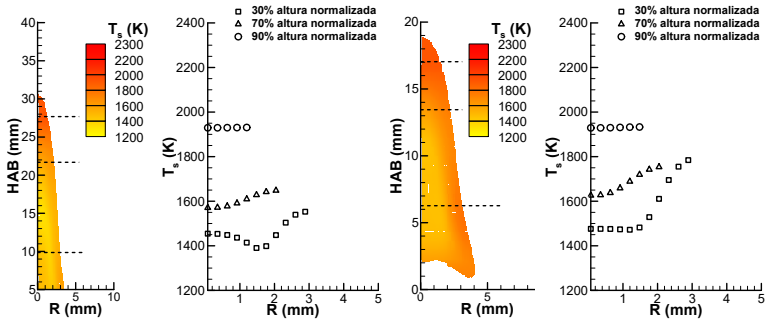
(a) Estado estacionario **(b)** Fase del ciclo 0 % **(c)** Fase del ciclo 10 %



(d) Fase del ciclo 20 % **(e)** Fase del ciclo 30 % **(f)** Fase del ciclo 40 %

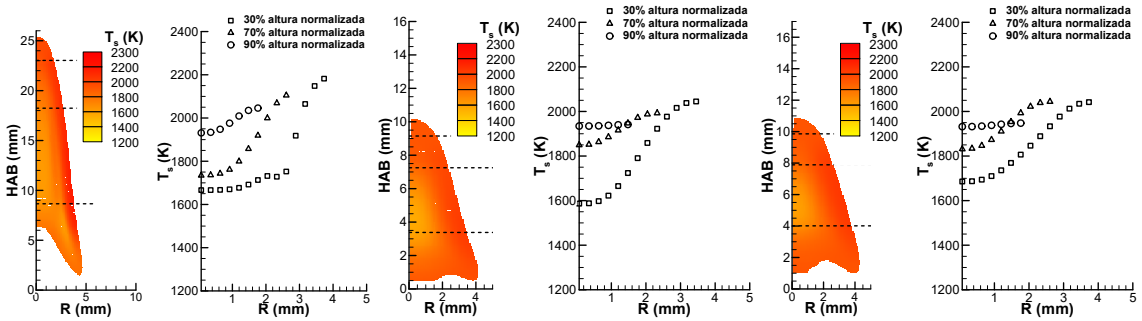


(g) Fase del ciclo 50 % **(h)** Fase del ciclo 60 % **(i)** Fase del ciclo 70 %

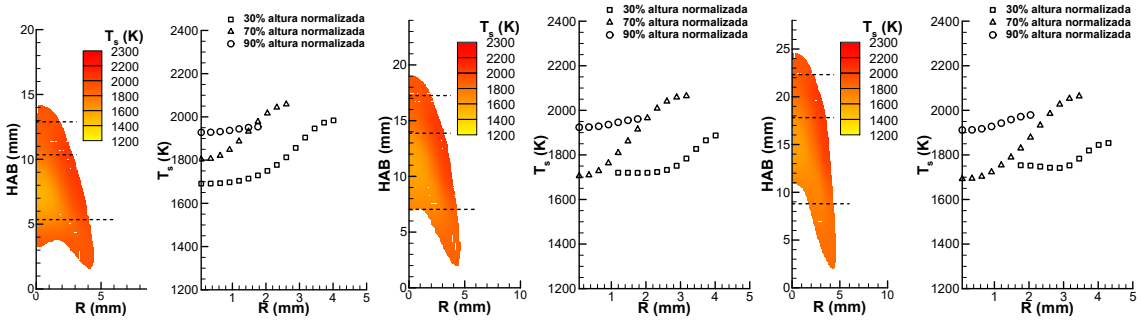


(j) Fase del ciclo 80 % **(k)** Fase del ciclo 90 %

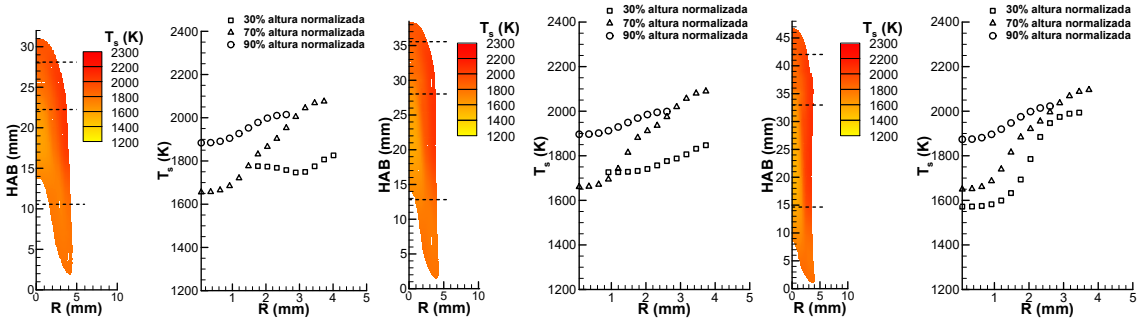
Figura A.8: Perfiles radiales de temperatura del hollín para las llamas en estado estacionario y forzada de forma moderada a diferentes fases del ciclo. Llama con OI 29 %.



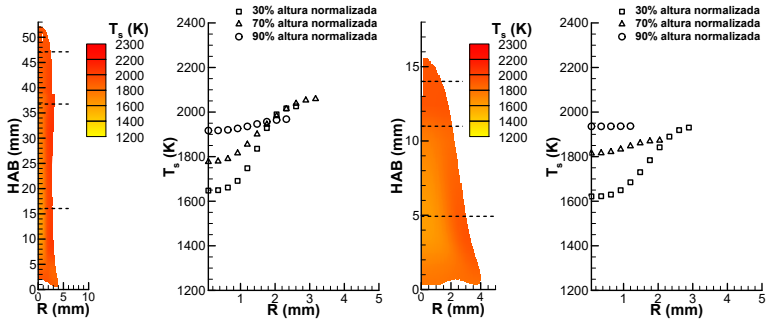
(a) Estado estacionario **(b)** Fase del ciclo 0 % **(c)** Fase del ciclo 10 %



(d) Fase del ciclo 20 % **(e)** Fase del ciclo 30 % **(f)** Fase del ciclo 40 %

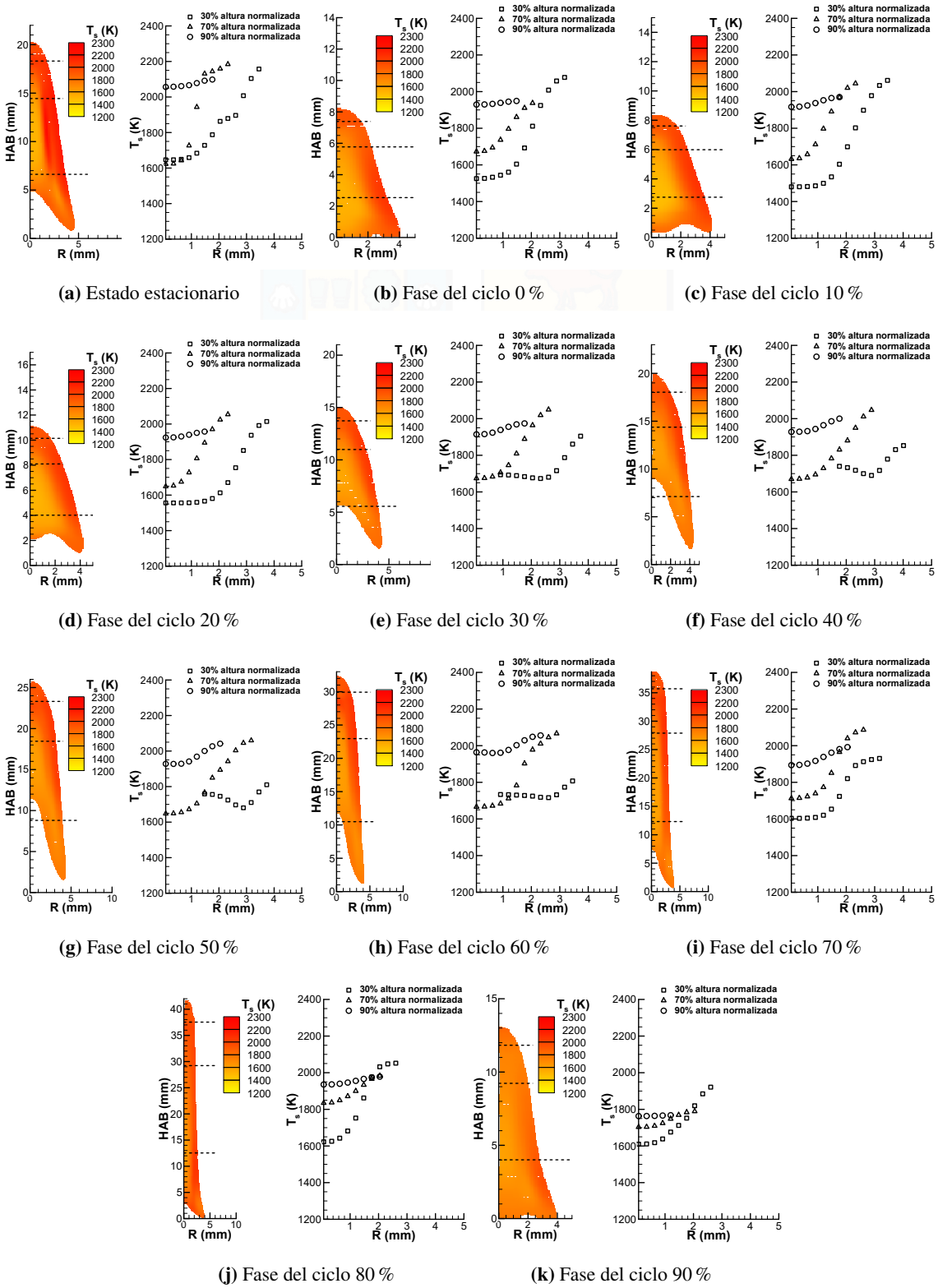


(g) Fase del ciclo 50 % **(h)** Fase del ciclo 60 % **(i)** Fase del ciclo 70 %



(j) Fase del ciclo 80 % **(k)** Fase del ciclo 90 %

Figura A.9: Perfiles radiales de temperatura del hollín para las llamas en estado estacionario y forzada de forma fuerte a diferentes fases del ciclo. Llama con OI 29 %.



(a) Estado estacionario **(b)** Fase del ciclo 0 % **(c)** Fase del ciclo 10 %

(d) Fase del ciclo 20 % **(e)** Fase del ciclo 30 % **(f)** Fase del ciclo 40 %

(g) Fase del ciclo 50 % **(h)** Fase del ciclo 60 % **(i)** Fase del ciclo 70 %

(j) Fase del ciclo 80 % **(k)** Fase del ciclo 90 %

Figura A.10: Perfiles radiales de temperatura del hollín para las llamas en estado estacionario y forzada de forma fuerte a diferentes fases del ciclo. Llama con OI 33 %.