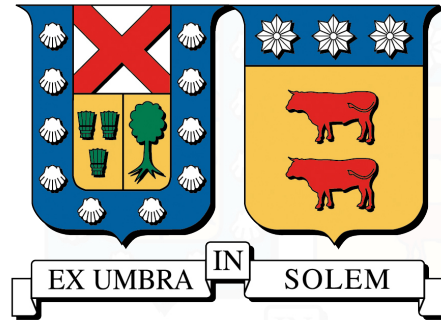


UNIVERSIDAD TÉCNICA FEDERICO SANTA MARÍA
DEPARTAMENTO DE INDUSTRIAS
VALPARAÍSO - CHILE



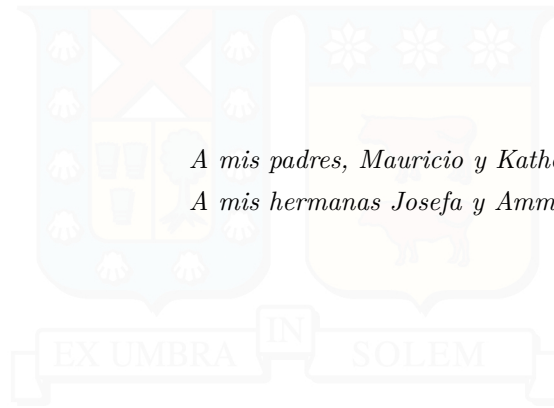
**IMPLEMENTACIÓN DE LA TÉCNICA VELOCIMETRÍA DE
IMÁGENES DE PARTÍCULAS (PIV) EN LLAMAS MODULADAS
ACÚSTICAMENTE.**

NICOLÁS MAURICIO MANCILLA GODOY

TESIS 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. - UTFSM
PROFESOR CORREFERENTE INTERNO : Dr. FELIPE ESCUDERO B. - UTFSM
PROFESOR CORREFERENTE EXTERNO : Dr. JUAN CRUZ V. - PUCP
PROFESOR CORREFERENTE EXTERNO : Dr. BENJAMÍN HERRMANN P. - UCH

12 de Noviembre de 2024



A mis padres, Mauricio y Katherine.

A mis hermanas Josefa y Ammy.

Agradecimientos

El presente trabajo representa el cierre de un periodo de seis años en el que he contado con el apoyo invaluable de muchas personas, a quienes deseo expresar públicamente mi gratitud.

En primer lugar, quiero agradecer a mis padres, quienes han sido un pilar fundamental en mi vida; los amo profundamente, y gracias a ellos he logrado llegar hasta esta instancia. A mis pequeñas hermanas, quienes me enseñaron a valorar los momentos de calma y silencio. Josefa nació en 2018, el mismo año en que comencé mis estudios universitarios, y Ammy en 2022, justo cuando retomamos la presencialidad. Aunque no fueron tiempos tranquilos, estuvieron llenos de risas y felicidad.

A mis amigos de la enseñanza básica y media, quienes me han acompañado hasta aquí: Sebastián, Isaías y Jocelyn, gracias. A ellos se unieron en mis primeros años universitarios Constanza, Javiera (Ñañas), y mi buen amigo Benjamín (Shaggy). Gracias por las risas, los momentos de estudio, los trabajos en equipo y los almuerzos compartidos. Sufrimos, pero lo hicimos juntos.

Durante la pandemia, aprendí a equilibrar los tiempos entre los cursos y la familia. Agradezco a mis amigos de **Finanzas Personales**, Daniel y Matías, con quienes aprendí sobre el valor del ahorro y el fascinante mundo de la inversión.

La vuelta a la presencialidad trajo consigo grandes decisiones, incluyendo la de seguir un posgrado. En este contexto, agradezco a mi pareja, Traicy, quien ha sido una parte esencial en mi vida y de quien estaré siempre en deuda por su incondicional apoyo y amor. Gracias, Titi.

No puedo olvidar mi primer trabajo en la universidad, en la Piscina USM. Agradezco cada risa y momento agradable que compartí con el equipo, así como las experiencias serias que me dejaron grandes lecciones, especialmente en mis últimos años como administrador. Gracias a Maximiliano, Pablo, Stephanie, Branko, Javier, Gustavo, Matías, Natalia y a mi gran amiga Valeria. Espero haber cumplido bien con mi labor.

Agradezco al equipo de Gestión Energética I y II, que ha cambiado de integrantes, pero ha mantenido esa esencia de aprendizaje y colaboración. A los profesores Dr. Rodrigo Demarco, Dr. Felipe Escudero y Dr. Juan J. Cruz, quienes contribuyeron significativamente a mi formación, y al Dr. Andrés Fuentes por facilitar los recursos y el uso de las instalaciones del laboratorio.

A los estudiantes de doctorado, a quienes considero como los "tres grandes": Vicente Castro, Mijail Littin y Vincenzo Rosati. Ellos me han mostrado el nivel y la dedicación que exige el posgrado, con su habilidad para comunicar ideas, sus contribuciones en la investigación y la perseverancia en el cumplimiento de sus metas. Gracias por ser una fuente de inspiración y un modelo a seguir en mi propia formación.

A mis compañeros de laboratorio, Dr. Nicolás Gutiérrez, Amanda García y, recientemente, Dennise Saavedra, quienes fueron clave en los resultados de este trabajo. Al encargado del

laboratorio, Gonzalo Olivares (Goli/Bandido), por su dedicación en el diseño, fabricación y montaje de los instrumentos necesarios. Al Dr. Ignacio Verdugo, por sus valiosos consejos en mi etapa inicial del magíster y la oportunidad de trabajar junto a él en la asignatura Introducción a la gestión de Proyectos Energéticos.

A mis compañeros de viaje y grandes amigos: Javiercho, mi roomie en Estados Unidos, con quien compartí risas y consejos, y Valentina (Valesk), quien defiende junto a mí, con quien inicié este camino en el campo de la energía, y quien ha sido un gran apoyo, sobre todo en este último año. Sé que ambos alcanzarán grandes logros.

Finalmente, a Javierita, mi mano derecha en este último tiempo, quien ha sido un pilar en mis actividades como ayudante en Gestión Energética II, en el laboratorio y en muchas otras tareas. Estoy seguro de que tendrá éxito en lo que resta de su magíster y que hará un excelente trabajo en la Escuela de Combustión 2025.

Mucho ánimo para la próxima generación: Maximiliano, Martín, Laura, Francisco, Constanza, Matías, Catalina, Génesis, Diego y Paulina. La montaña puede parecer imponente desde la base, pero en el camino descubrirán que no es imposible de escalar.

A todos ellos, muchas gracias.

RESUMEN EJECUTIVO

Este estudio experimental tuvo como objetivo validar la técnica de Particle Image Velocimetry (PIV) para analizar flujos en llamas moduladas acústicamente. La investigación se centró en una llama no premezclada, utilizando partículas de óxido de circonio y humo como trazadores para capturar los campos de velocidad. Se implementó la técnica PIV en un quemador de flujo laminar, sometido a modulación sinusoidal en diferentes fases de una señal acústica. Además, se validaron los resultados experimentales mediante casos sintéticos, confirmando la efectividad de la técnica en las condiciones experimentales establecidas.

Los resultados revelaron un patrón claro en la distribución de velocidades según los distintos ángulos de modulación, destacando la simetría axial del flujo y variaciones en la magnitud de velocidad a lo largo del campo de estudio. Las fluctuaciones en la velocidad media fueron más evidentes cerca del quemador y se suavizaron progresivamente aguas abajo, sugiriendo una disipación gradual de la influencia de la modulación acústica. El análisis de los datos permitió caracterizar el perfil de la llama bajo condiciones forzadas, observándose que el comportamiento del flujo está influenciado tanto por la modulación como por la geometría del quemador.

Las velocidades observadas variaron desde 70 cm/s en el caso inerte hasta 240 cm/s en el caso reactivo. Se analizaron perfiles de velocidad en tres alturas diferentes, revelando variaciones temporales y espaciales de las velocidades. Las líneas de corriente obtenidas mostraron su incidencia en las zonas de formación de hollín, permitiendo el ingreso de aire en el interior de la llama y favoreciendo una mayor combustión en ciertas fases.

Aunque la técnica PIV presenta limitaciones, como la visualización en regiones de recirculación o en áreas cercanas a las paredes del quemador, se concluye que es una herramienta efectiva y útil para el análisis de flujos en llamas moduladas acústicamente. Este estudio sienta las bases para investigaciones futuras, incluyendo análisis avanzados como la evaluación de vorticidad y deformación, así como la implementación de técnicas numéricas como la descomposición ortogonal propia (POD), que permitan una caracterización más detallada de las estructuras de flujo en llamas de este tipo.

Palabras clave: Particle Image Velocimetry (PIV), modulación acústica, llama no premezclada, datos sintéticos.

Abstract

This experimental study aimed to validate the Particle Image Velocimetry (PIV) technique for analyzing flow fields in acoustically modulated flames. The research focused on a non-premixed flame, using zirconium oxide and smoke particles as tracers to capture velocity fields. The PIV technique was applied to a laminar-flow burner, subjected to sinusoidal modulation at various phases of an acoustic signal. Experimental results were validated using synthetic cases, confirming the effectiveness of the technique under the established experimental conditions.

The results showed a distinct pattern in velocity distribution across different modulation angles, highlighting axial symmetry in the flow and variations in velocity magnitude throughout the study area. Velocity fluctuations were more pronounced near the burner and gradually diminished downstream, indicating a progressive dissipation of the acoustic modulation effect. Data analysis allowed characterization of the flame profile under forced conditions, revealing that flow behavior is influenced not only by acoustic modulation but also by the burner geometry.

Measured velocities ranged from 70 cm/s in the inert case to 240 cm/s in the reactive case. Velocity profiles were analyzed at three different heights, revealing spatial and temporal variations. Streamlines indicated the impact on soot formation zones, allowing air to penetrate the flame, which promoted greater combustion in certain phases.

Although PIV has limitations, such as visualization in recirculation regions or near burner walls, it was concluded to be an effective tool for analyzing flows in acoustically modulated flames. This study lays the foundation for future research, including advanced analyses such as vorticity and strain rate evaluation, and the use of numerical techniques like Proper Orthogonal Decomposition (POD), for a more detailed characterization of flow structures in flames of this type.

Keywords: Particle Image Velocimetry (PIV), acoustic modulation, non-premixed flame, synthetic data.

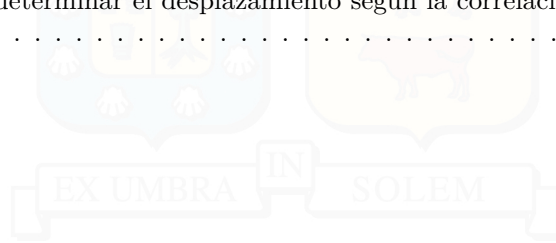
Índice de Contenidos

1. Introducción	1
2. Objetivos	3
2.1. Objetivo General	3
2.2. Objetivos específicos	3
3. Marco teórico	4
3.1. Combustión	4
3.1.1. Conceptos fundamentales de Combustión	4
3.1.1.1. Procesos de Combustión	5
3.1.1.2. Clasificación de flujos y llamas	6
3.1.2. Time-Varying Flame	8
3.1.2.1. Parámetros adimensionales	9
3.1.2.2. Modulación de la llama	11
3.1.3. Métodos Experimentales No Intrusivos	13
3.1.3.1. Técnica Modulation Absorption/Emission (MAE)	14
3.1.3.2. Técnica Particle Image Velocimetry (PIV)	15
3.2. Técnicas de análisis del Hollín	16
3.2.1. Propiedades del Hollín	16
3.2.2. Deconvolución	17
3.2.2.1. Deconvolución de Onion-Peeling	18
3.2.2.2. Regularización de Tikhonov	20
3.2.2.3. Fracción en Volumen de Hollín	21
3.2.2.4. Temperatura del Hollín	23
3.3. Particle Image Velocimetry (PIV)	26
3.3.1. Principios de PIV	26
3.3.1.1. Partículas Trazadoras	27
3.3.1.2. Implementación de la técnica	28
3.3.2. Fundamentos teóricos de PIV	30
3.3.2.1. Campos de Intensidad	30
3.3.2.2. Ventanas de Interrogación	31
3.3.2.3. Estimadores de desplazamiento	32
3.3.2.4. Campos de Velocidad	33
3.3.2.5. Vectores Espurios	34
3.3.2.6. Open PIV	35
3.3.3. Implementación de PIV en Estudios de Combustión	36
4. Estado del Arte	37
4.1. Combustión	37
4.1.1. Llamas no-premezcladas	37
4.1.2. Hidrógeno	38
4.1.3. Llamas pulsadas	38
4.2. Particle Image Velocimetry	39
4.2.1. Origen de la técnica PIV	39
4.2.2. Aplicaciones	40
4.2.2.1. Combustión	40
4.2.2.2. Aerodinámica del helicóptero	40
4.2.2.3. Micro PIV	40

4.2.3. Proper Orthogonal Decomposition (POD)	41
4.3. Conclusiones parciales	41
5. Metodología	42
5.1. Validación de Open PIV	42
5.1.1. PIV Sintético	42
5.1.2. Procesamiento de Datos con OpenPIV	43
5.2. Caracterización de pulsación acústica	44
5.3. Mediciones Experimentales	44
5.3.1. Caso Inerte	45
5.3.2. Caso Reactivo	46
6. Resultados	49
6.1. PIV Sintético	49
6.2. Llama ISF-4 Co-flow 6: Configuración A	51
6.2.1. Modulación acústica	51
6.2.2. Campos de Velocidad	53
6.2.3. Fracción en volumen de hollín	54
6.2.4. Temperatura del hollín	55
6.3. Llama ISF-4 Co-flow 6: Configuración B	56
6.3.1. Perfil de Velocidad	56
6.3.2. Fracción en volumen de hollín	58
6.3.3. Temperatura del hollín	58
6.3.4. Campos de Velocidad	60
6.3.4.1. Caso Estable	60
6.3.4.2. Caso Modulador	61
7. Discusiones y conclusiones	64
7.1. Trabajo Futuro	65
Bibliografía	66

Índice de Tablas

3.1. Clasificación del Número de Reynolds para diferentes regímenes de flujo. [1]. . .	7
3.2. Interpretación del número de Strouhal. Fuente: [1]	10
3.3. Interpretación del número de Froude. Fuente: [1]	10
3.4. Interpretación del Número de Stokes. Fuente: [2]	28
3.5. Partículas trazadoras utilizadas en PIV y su diámetro promedio.	28
3.6. Estimadores para determinar el desplazamiento según la correlación cruzada. Fuente: [2]	34



Índice de Figuras

3.1. Horno rotatorio en la industria de la minería. Fuente: [3]	5
3.2. Ilustración de régimen laminar y turbulento en ductos. Fuente: [4]	6
3.3. Llama de premezcla. Fuente: [5]	7
3.4. Llama de Difusión. Fuente: [5]	7
3.5. Fotografías de los tipos de llamas.	7
3.6. Ilustración de la <i>buoyant plume</i> en la difusión. Fuente: Elaboración Propia	8
3.7. Ilustración de una <i>Time-Varying Flame</i> . Fuente [6]	9
3.8. Ilustración del aporte de cada armónico en la función. Fuente [7]	12
3.9. Resultados de la velocidad en el centerline para distintos voltajes. Fuente [8]	13
3.10. Aparato Experimental para realizar MAE. Fuente: [9]	14
3.11. Aparato Experimental para realizar PIV/CH-PLIF. Fuente: [10]	15
3.12. (a) Evaluación de la distribución del coeficiente de absorción espectral en una llama axisimétrica y (b) discretización del dominio del sistema. Fuente: Daun [11]	19
3.13. Intensidad de la luz láser modulada a 830nm transmitida a través de una llama de premezcla de etileno con aire.[12]	21
3.14. Representación de un alimentador de partículas. Fuente: [2]	29
3.15. Configuración óptica para la obtención de un plano. Fuente: [2]	30
3.16. Representación gráfica de la correlación cruzada. Fuente: Elaboración Propia	33
3.17. Campo de velocidad de un ave al volar. Fuente: [13]	36
5.1. Desplazamiento de ventanas de interrogación de 32x32 con un solapamiento del 50 % en las imágenes sintéticas. Fuente: Elaboración Propia.	43
5.2. Configuración experimental utilizada para emisión de la llama y atenuación de la línea de visión : (1) quemador Yale, (2) fotodiodo rápido, (3) lente acromática, (4) LEDs pulsados, (5) esfera integradora, (6) controlador de LEDs, (7) generador de funciones, (8) osciloscopio, (9-11) controladores de flujo másico térmico, (12) filtro de densidad neutra con filtro de paso de banda de 650 nm (o 800 nm), (13) cámara de alta velocidad, (14) generador de pulsos. Dispositivos utilizados para velocimetría por imágenes de partículas (PIV) : (15) absorbedor de haz, (16) óptica para lámina: rendija ajustable, lentes esféricas y cilíndricas, (17) láser Nd:YAG de doble cavidad, (18) cámara de alta velocidad, (19) filtro de paso de banda. Fuente: [14]	45
5.3. Técnica de atenuación a lo largo de la línea de visión (LOSA) : (1) Quemador Yale, (2) Lente acromática, (3) Fuente LED Thorlabs M660L2, (4) Esfera de integración, (6) Osciloscopio, (10) Medidor de flujo másico de combustible, (11) Medidor de flujo másico de gas inerte, (12) Medidor de flujo másico de aire, (15) Controlador de LED, (16) Cámara CCD de alta velocidad, (17) Lente Nikkor de 105 mm, (18) Filtro ND con filtro de paso de banda de 810 nm, (19) Generador de pulsos Quantum 9200+. Técnica de velocimetría por imágenes de partículas (PIV) : (5) Arreglo óptico, rendija ajustable, lentes esféricas y cilíndricas, (7) Láser Nd:YAG de doble cavidad, (8) Inyector de partículas ZrO ₂ para la inyección de combustible, (9) Inyector de partículas ZrO ₂ para la inyección de oxidante, (13) Filtro de paso de banda de 532 nm, (14) Cámara CCD de alta velocidad.	47
6.1. Campos de velocidad axial (izquierda: datos sintéticos obtenidos de CoFlame; derecha: datos obtenidos mediante OpenPIV) y perfiles radiales (derecha).	50
6.2. Campos de velocidad radial (izquierda: datos sintéticos obtenidos de CoFlame; derecha: datos obtenidos mediante OpenPIV) y perfiles radiales (derecha).	50

6.3. Perfiles radiales de la velocidad axial U en el flujo inerte para diez fases del ciclo y el caso estacionario (parte superior), y la evolución temporal de la velocidad en el centro del tubo (U_c) (parte inferior), a $HAB=2, 5$ y 8 mm, cuando se impone una señal sinusoidal con una amplitud de 195 mV en el altavoz.	51
6.4. Velocidad axial del flujo inerte en la línea central del tubo de combustible a $HAB=2$ mm (izquierda) y la señal sinusoidal forzada (derecha) evaluada con el componente fundamental de la Ecuación 5.1. Se incluyen barras de error para el caso de 195 mV.	52
6.5. Campos de velocidad variables en el tiempo para veinte fases del ciclo bajo inyección de combustible inerte forzada (0° - 342°) e inyección estable S	53
6.6. Campos de fracción en volumen de hollín variables en el tiempo para veinte fases del ciclo bajo inyección de combustible reactiva forzada (0° - 342°) e inyección estable S	54
6.7. Campos de temperatura del hollín T_s en función del tiempo (arriba) y valores medios (abajo) con las curvas correspondientes de intensidad de la llama y el forzamiento del altavoz.	55
6.8. (Arriba) Perfiles de velocidad radial a 2 mm de altura sobre el quemador (HAB) para la modulación sinusoidal y rampa. (Abajo) Evolución temporal de la velocidad en la línea central del quemador.	57
6.9. Evolución temporal de la fracción en volumen de hollín para la modulación sinusoidal (arriba) y modulación (rampa).	58
6.10. Evolución temporal de la temperatura de hollín para la modulación sinusoidal (arriba) y modulación (rampa).	59
6.11. Comparación de los campos de velocidad en el caso estable del flujo inerte (izquierda) y el flujo reactivo (derecha).	60
6.12. Comparación de los campos de velocidad en el caso estable y el caso modulado para 20 fases.	61
6.13. Perfiles de velocidad radial para 3 alturas del caso estable y el caso modulado para 20 fases.	62
6.14. Comparación de los campos de velocidad en el caso estable y el caso modulado para 20 fases.	63

1 | Introducción

En la actualidad, el mundo se enfrenta a desafíos apremiantes derivados del cambio climático y la persistente dependencia de los combustibles fósiles. La necesidad imperante de encontrar soluciones sostenibles para abordar estos problemas se ha vuelto más evidente que nunca. En este contexto, los procesos industriales desempeñan un papel crucial, ya que constituyen una parte significativa tanto de las emisiones de gases de efecto invernadero como del agotamiento de recursos naturales.

Desde una perspectiva financiera, la eficiencia en la combustión emerge como un componente esencial en la búsqueda de soluciones sostenibles en la industria. La mejora en la eficiencia de la combustión no solo conlleva la reducción de emisiones contaminantes, como los óxidos de nitrógeno (NOx), sino que también posibilita una disminución sustancial de los costos operativos. La reducción de combustible no quemado no solo equivale a una menor huella ambiental, sino que también se traduce en un ahorro significativo en los gastos de combustible y, por consiguiente, en la mejora de la rentabilidad de las operaciones industriales.

En este contexto, uno de los componentes clave en los procesos industriales es el quemador, un dispositivo fundamental para el encendido y control de la combustión de combustibles. El diseño y la operación eficiente de estos son cruciales para optimizar la eficacia y sostenibilidad de diversas aplicaciones industriales, que abarcan desde la generación de energía hasta la producción de productos químicos y la fabricación de materiales avanzados [15]. Los quemadores bien diseñados no solo mejoran la eficiencia y seguridad de los procesos, sino que también contribuyen a la reducción de emisiones contaminantes y de la huella de carbono en operaciones industriales [16].

Para lograr esta eficiencia en la combustión y comprender a fondo el comportamiento del fluido en los quemadores, es imperativo considerar fenómenos complejos, como la mezcla precisa de combustible y aire, la transferencia de calor y masa, la formación de productos de combustión y el comportamiento fluido dinámico. Es en este contexto que la técnica Particle Image Velocimetry (PIV) se presenta como una herramienta esencial [10]. La PIV permite la visualización y cuantificación precisa de los patrones de flujo a la salida de los quemadores, ofreciendo información detallada sobre la velocidad y dirección del flujo saliente. Esta técnica no intrusiva se ha vuelto esencial para la investigación de fenómenos altamente dinámicos y heterogéneos [2], como la mezcla turbulenta de combustible y aire, proporcionando datos cruciales para evaluar y mejorar el diseño de quemadores.

En términos generales, la mayoría de los procesos industriales que involucran la transferencia de calor operan en condiciones de flujo turbulento, lo cual favorece la eficiencia al permitir una mezcla efectiva de combustible y aire [17]. Sin embargo, esta turbulencia puede presentar desafíos en términos de control de la llama [18]. Es aquí donde la técnica de PIV se destaca al

permitir un profundo entendimiento del comportamiento del fluido en diferentes condiciones, ya sea en estado laminar o turbulento.

Un punto de gran relevancia en esta investigación es el uso del quemador Yale Co-Flow [19], que ha surgido como una herramienta esencial en la investigación de la combustión y la optimización de los quemadores industriales. Su singularidad radica en su capacidad para generar llamas moduladas acústicamente, lo que permite estudiar una aproximación de la llama en estado transitorio, dado a que pese a que es laminar esta varía en el tiempo. Este avance destacado se debe en gran medida a investigaciones previas sobre llamas moduladas. En particular, el estudio de una **Llama Yale Modulada**, que permite una mejor combustión de los reactantes y un mayor control dada su naturaleza laminar. La habilidad para controlar y estudiar la transición entre estados de flujo abre oportunidades valiosas para explorar y mejorar la eficiencia de la combustión.

Dado lo anterior, esta tesis tiene por objetivo la implementación de la técnica de Particle Image Velocimetry (PIV) en el quemador Yale Co-Flow, con el propósito de estudiar el comportamiento de la llama que es modulada acústicamente. Se presentan la metodología y el modelo utilizado en este estudio para el lector que esté interesado en conocer y aplicar esta técnica en este u otros contextos.

Este manuscrito se enmarca dentro del trabajo de tesis del autor, que permitirá obtener el título de *Ingeniero Civil Industrial*, junto con el grado de *Magister en Ciencias de la Ingeniería Industrial* de la Universidad Técnica Federico Santa María.

2 | Objetivos

2.1. Objetivo General

El objetivo general de esta tesis es la implementación y aplicación de la técnica Particle Image Velocimetry (PIV) en el quemador Yale Co-Flow, con el propósito de investigar y comprender a fondo el comportamiento de la llama modulada. Esta investigación busca obtener un campo de velocidad preciso y detallado de la llama generada en el quemador. Además, se busca explorar y cuantificar las características de las llamas moduladas acústicamente, en un esfuerzo por avanzar en la comprensión de este fenómeno. Esta aproximación se basa en trabajos previos en llamas moduladas acústicamente, particularmente en las investigaciones de Kae Ken Foo et al. [20], y en la aplicación de la técnica PIV para proporcionar una visión más completa y precisa de las propiedades de las llamas moduladas.

2.2. Objetivos específicos

- Realizar una exhaustiva revisión bibliográfica sobre los campos de velocidad y las llamas moduladas acústicamente, centrándose en la investigación de Kae Ken Foo y otros autores como Connelly, Dworkin, entre otros, para establecer una base sólida y comprender los aspectos clave que se pretenden medir en este trabajo.
- Adaptar e instalar dispensadores de partículas trazadoras en las líneas de inyección de oxidante/combustible del quemador Yale Co-Flow, permitiendo la generación controlada de llamas moduladas acústicamente.
- Adaptar un código de PIV abierto (OpenPIV) en Python para el procesamiento de las imágenes de partículas generadas durante las pruebas y obtener campos de velocidad.
- Analizar y validar los datos obtenidos, asegurándose de que no existan errores significativos en las mediciones y los resultados procesados.
- Comparar los resultados obtenidos con las expectativas basadas en la revisión bibliográfica y las investigaciones previas, lo que permitirá evaluar la efectividad de las técnicas utilizadas y la comprensión del fenómeno.
- Elaborar un informe final completo y claro que presente los resultados, conclusiones y recomendaciones derivadas del estudio. Este informe servirá como una contribución valiosa al campo de la investigación de llamas moduladas acústicamente y la aplicación de la técnica PIV en este contexto específico.

3 | Marco teórico

En el contexto de la presente tesis, se consideran dos pilares esenciales: la combustión y la técnica PIV. A continuación, se explora en detalle los principios de la combustión, desde sus procesos fundamentales hasta su comportamiento en entornos perturbados, así como los fundamentos y la aplicabilidad de la PIV en el estudio de estas llamas.

3.1. Combustión

Desde los albores de la humanidad, el dominio del fuego ha sido un hito trascendental, marcando el inicio de la civilización y desencadenando avances significativos en la sociedad humana. A lo largo de la historia, el control y la comprensión de la combustión han sido fundamentales para el progreso en áreas tan diversas como la industria, la ciencia y la tecnología. En este sentido, la continua exploración de la combustión y sus aplicaciones sigue siendo un área de estudio fascinante y que, para criterio del autor, es fundamental en la búsqueda de soluciones innovadoras y sostenibles para los desafíos energéticos y ambientales contemporáneos.

3.1.1. Conceptos fundamentales de Combustión

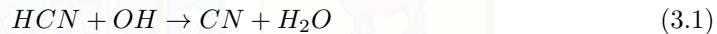
La combustión es un fenómeno de interés crucial, arraigado en los inicios de la historia de la humanidad y utilizado desde hace aproximadamente un millón de años. En la actualidad, alrededor del 80 % de la energía generada en el mundo depende de procesos relacionados con la combustión [21]. Este proceso, inherente a muchas formas de conversión de energía, se desencadena por la reacción entre un combustible, un oxidante y una fuente de activación, resultando en la liberación de energía en forma de calor y luz. La química de la combustión comprende la ruptura de enlaces y la formación de nuevos enlaces, siendo estos procesos altamente exotérmicos, fundamentales tanto en la generación de energía eléctrica como térmica.

A través del entendimiento de la estequiometría de las reacciones, la cinética química y la formación de los productos de la combustión, se logra una optimización crucial de las reacciones de combustión, permitiendo avanzar hacia un uso más eficiente de la energía, minimizando los impactos ambientales [5].

La reacción de combustión se inicia al elevar la temperatura del combustible por encima de su temperatura de ignición mediante un iniciador, como una chispa. Este proceso se desencadena cuando el oxígeno, entra en contacto con el combustible. Para muchos equipos que emplean la combustión como fuente de calor y potencia, el aire constituye un elemento primario, conteniendo aproximadamente un 21 % de oxígeno y un 79 % de nitrógeno. Esta proporción

reduce la intensidad de la temperatura de la combustión debido al gasto de energía térmica requerido para calentar el nitrógeno durante el proceso. Para aplicaciones que necesitan un calor de combustión intenso y eficiente, es común el uso de aire con mayores concentraciones de oxígeno o incluso oxígeno puro.

Los combustibles, sustancias que pueden arder liberando energía, se componen en su mayoría de carbono e hidrógeno, también llamados *hidrocarburos* con notación general C_mH_n . Estos elementos pueden encontrarse en diferentes estados: sólido, líquido y gaseoso.



La Ecuación 3.1 corresponde a la ecuación típica de reacción química de la combustión [22]. Donde las moléculas relevantes son el carbono (C), el hidrógeno (H), oxígeno (O) y el nitrógeno (N).

3.1.1.1. Procesos de Combustión

La combustión en aplicaciones industriales abarca un espectro diverso y esencial. En la industria, se emplea en la producción de elementos sintéticos o productos derivados de reacciones controladas a alta temperatura.



Figura 3.1: Horno rotatorio en la industria de la minería. Fuente: [3]

Los hornos de proceso, por ejemplo, utilizados para fundir vidrio, fabricar cerámica o crear componentes metálicos, dependen directamente de la combustión para alcanzar las temperaturas necesarias [23].

En el ámbito del tratamiento de residuos, la incineración es otro proceso de combustión vital, utilizado para la eliminación de desechos sólidos [24]. Este método no solo reduce la cantidad de residuos, sino que también contribuye a la generación de energía mediante la captura y el aprovechamiento del calor liberado durante la combustión.

La tecnología de calderas de combustión [25], omnipresente en diversas instalaciones industriales, utiliza la combustión para generar vapor de agua a alta presión. Este vapor puede ser utilizado directamente en procesos de calefacción o para alimentar turbinas de vapor y, a su vez, generar electricidad en plantas de energía.

Incluso en campos aparentemente alejados de la industria pesada, la combustión desempeña un papel fundamental. Los motores de combustión interna en vehículos [26], desde automóviles hasta aviones y naves marítimas, dependen de la reacción de combustión para generar energía y propulsión.

Cada una de estas aplicaciones, demuestran la versatilidad de la combustión en la industria, donde su control y comprensión se convierten en elementos fundamentales para la eficiencia operativa, la seguridad y la innovación en los procesos industriales.

3.1.1.2. Clasificación de flujos y llamas

Es importante señalar para el conocimiento del lector, que las llamas pueden ser clasificadas como un fluido caliente, ya que tiene propiedades de un fluido. La llama es una zona gaseosa incandescente que resulta de la reacción química de un combustible con un oxidante en condiciones adecuadas. En esta zona, hay un intercambio de masa, energía y cantidad de movimiento, que son características clave de un fluido.

De esta manera, la clasificación de las llamas se vuelve esencial al comprender los procesos de combustión, considerando no solo los tipos de llamas, sino también los regímenes de flujo asociados, que varían desde el régimen laminar hasta el régimen turbulento [1].

En este contexto, el régimen laminar hace referencia a un flujo suave y ordenado de la mezcla de combustible y oxidante. Este régimen se caracteriza por capas bien definidas y patrones de velocidad constantes. A medida que la velocidad del flujo aumenta o se introducen perturbaciones, se transita hacia el régimen transitorio, marcado por fluctuaciones y cambios en la estructura del flujo. Finalmente, en el régimen turbulento, las velocidades del flujo son caóticas y se producen mezclas intensas, aumentando la eficiencia de la combustión, pero también generando desafíos en el control del proceso.

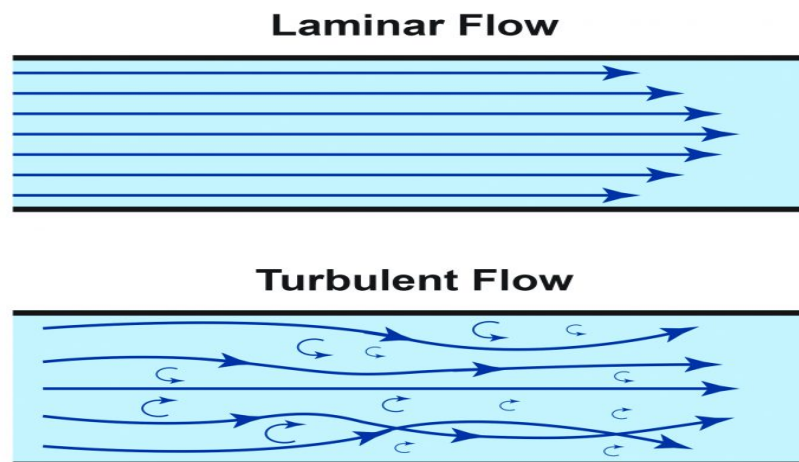


Figura 3.2: Ilustración de régimen laminar y turbulento en ductos. Fuente: [4]

Para clasificar estos regímenes de flujo, se emplea el Número de Reynolds (Ecuación 3.2), el cual es un valor adimensional que relaciona las fuerzas inerciales y viscosas en el flujo. A través de este número, se puede determinar si el flujo es predominantemente laminar, transitorio o turbulento, lo que es crucial para entender y controlar los procesos de combustión.

$$Re = \frac{\rho L_c u}{\mu} \quad (3.2)$$

Donde ρ corresponde al valor de la densidad del fluido, L_c al largo característico por el cual transita el fluido, u a la velocidad del fluido y μ a la viscosidad dinámica del fluido.

Para determinar el régimen del fluido se utiliza la Tabla 3.1 la cual fue propuesta por Osborn Reynolds en el siglo XIX.

Régimen de Flujo	Número de Reynolds (Re)
Laminar	$Re < 2,300$
Transición	$2,300 \leq Re \leq 4,000$
Turbulento	$Re > 4,000$

Tabla 3.1: Clasificación del Número de Reynolds para diferentes regímenes de flujo. [1].

En cuanto a los tipos de llamas, las llamas no-premezcladas, también conocidas como llamas difusas, se caracterizan por mantener separados el combustible y el oxidante hasta el momento de la reacción [22]. Este enfoque es esencial en aplicaciones industriales a gran escala, como la industria aeroespacial, donde la seguridad exige mantener los componentes reactivos por separado hasta el instante de la ignición [27].



Figura 3.3: Llama de premezcla. Fuente: [5]



Figura 3.4: Llama de Difusión. Fuente: [5]

Figura 3.5: Fotografías de los tipos de llamas.

Por otro lado, las llamas premezcladas se distinguen por mezclar previamente el combustible y el oxidante en proporciones controladas. Este tipo de llamas ofrece ventajas significativas en términos de eficiencia y control, comúnmente presentes en quemadores industriales y procesos de calentamiento. Por lo general, son estas últimas las que se utilizan en condiciones de laboratorio para realizar estudios.

3.1.2. Time-Varying Flame

El estudio de estas llamas se remonta a la investigación de las Flickering Flames en la década de 1980, donde se observaron fluctuaciones significativas en la forma y el brillo de velas. Las llamas laminares bidimensionales, con un eje de simetría, se han convertido en un objeto de estudio propicio para investigaciones con diagnósticos láser y modelado computacional. Su estabilidad y simetría permiten realizar comparaciones, ya que estas llamas pueden ser replicadas. Además, su flujo simple, simétrico y predecible facilita que el modelado computacional abarque tanto la química detallada como la mecánica de fluidos completa.

En el ámbito de la modelización de la combustión turbulenta, la incorporación simultánea de modelos fluidodinámicos turbulentos y química detallada resulta computacionalmente imposible, dada su propia naturaleza aleatoria. Esto genera un problema ya que son evidentes los diferentes beneficios que permitiría predecir este tipo de llamas, dada su alta presencia en procesos industriales. Para abordar este desafío, se han estudiado las llamas laminares time-varying [28], una categoría que busca utilizar la característica estable y por tanto, modelable de las llamas laminares y su capacidad de alcanzar mayores temperaturas y aplicabilidad como en el caso turbulento. Estas llamas se generan al imponer una fluctuación periódica en el flujo de una llama laminar, ofreciendo la ventaja de una interacción repetible entre la química y la mecánica de fluidos.

Las llamas time-varying, particularmente aquellas generadas mediante el uso de parlantes, encuentra su explicación en la interacción compleja de la inestabilidad de la *buoyant plume* Figura 3.6, la cual se define como el flujo ascendente de gases calientes que se eleva debido a la diferencia de densidad y de presión dada una fuente de energía que está por debajo de este [29]. De esta forma, la *buoyant plume* y la acción de los vórtices generados por aquella perturbación, permite la oscilación presente en estas llamas. La interacción anterior, se origina por la inestabilidad inherente del *Jet Outlet* o la zona de salida de los gases, la cual, al ser expulsada verticalmente, experimenta variaciones debido a la acción de la gravedad. Este fenómeno se traduce en fluctuaciones temporales en la forma y la intensidad de la flama, proporcionando un medio para modulaciones controladas y repetibles.

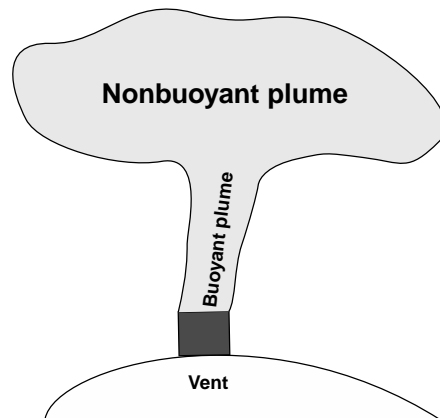


Figura 3.6: Ilustración de la *buoyant plume* en la difusión. Fuente: Elaboración Propia

Connelly señala que el estudio de estas llamas no solo es crucial para comprender las interacciones entre el transporte de fluidos y las transferencias de calor y masa, sino que también es esencial para el diseño y la optimización de sistemas prácticos de combustión [8]. La capacidad de imponer perturbaciones controladas en las llamas y analizar sus respuestas ofrece información valiosa para el diseño de dispositivos de combustión eficientes y la reducción de emisiones contaminantes.

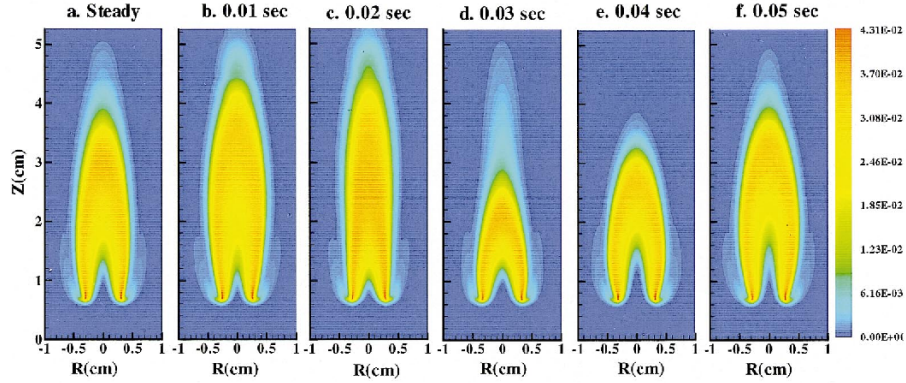


Figura 3.7: Ilustración de una *Time-Varying Flame*. Fuente [6]

La aplicación de perturbaciones controladas a llamas laminares Figura 3.7 permite investigar los efectos de las inestabilidades en las propiedades de la llama. Además, las llamas perturbadas han demostrado ser un entorno valioso para el desarrollo y la validación de modelos de combustión. Su naturaleza repetible facilita la comparación entre experimentos y simulaciones, lo que contribuye a la mejora continua de los modelos de combustión.

3.1.2.1. Parámetros adimensionales

El análisis de llamas perturbadas implica la consideración de parámetros específicos, como el Número de Strouhal (St) y el Número de Froude (Fr), que son fundamentales para comprender las características de las fluctuaciones en el flujo y su impacto en las llamas. Estos números adimensionales proporcionan información valiosa sobre la dinámica y la estabilidad de las llamas perturbadas.

- **Número de Strouhal:**

El Número de Strouhal es un parámetro adimensional que describe la relación entre la frecuencia de las fluctuaciones en el flujo y otras características del flujo, como la velocidad y la longitud característica. Se calcula mediante la fórmula:

$$S_t = \frac{f \cdot D}{U} \quad (3.3)$$

Donde f corresponde a la frecuencia de las fluctuaciones, D es el diámetro del quemador (longitud característica) y u es la velocidad promedio del flujo.

Interpretar el número de Strouhal implica considerar cómo la frecuencia de las oscilaciones en el flujo se relaciona con la velocidad del flujo y la longitud del fenómeno. En la Tabla 3.2 se encuentra la interpretación según el rango en el que se encuentre el valor obtenido.

Rango	Interpretación
$St \ll 1$	Indica que las oscilaciones son lentas en comparación con el flujo principal. Puede sugerir fenómenos de baja frecuencia que pueden estar asociados con modos de oscilación más grandes o fenómenos más lentos en el sistema.
$St = 0.1 - 1$	Indica una frecuencia intermedia en relación con el flujo principal. Este rango puede ser relevante para fenómenos oscilatorios que interactúan significativamente con el flujo principal.
$St \gg 1$	Indica oscilaciones rápidas en comparación con el flujo principal. Puede sugerir fenómenos de alta frecuencia, como vórtices o pulsaciones rápidas en la llama.

Tabla 3.2: Interpretación del número de Strouhal. Fuente: [1]

■ **Número de Froude:**

El número de Froude (Fr) es una dimensión adimensional que se utiliza para analizar el equilibrio entre las fuerzas de inercia y las fuerzas gravitacionales en un flujo. Su cálculo se detalla a continuación:

$$Fr = \frac{U}{\sqrt{g \cdot D}} \quad (3.4)$$

Donde el U es la velocidad promedio del flujo, g corresponde a la aceleración de gravedad y D es el diámetro de la salida del quemador (longitud característica).

El Fr es particularmente relevante cuando se consideran llamas perturbadas en entornos donde la gravedad juega un papel significativo. Este número adimensional indica la importancia relativa de las fuerzas inerciales y gravitacionales en el sistema.

Rango	Interpretación
$Fr < 1$	Indica que las fuerzas gravitacionales son dominantes en comparación con las fuerzas inerciales. En este caso, el flujo tiende a ser dominado por las fuerzas gravitacionales, lo que puede llevar a un comportamiento más influenciado por la gravedad, como flujos de corriente descendente.
$Fr = 1$	Implica un equilibrio entre las fuerzas de inercia y las fuerzas gravitacionales. Este estado se asocia comúnmente con flujos críticos, donde las fuerzas inerciales y gravitacionales tienen una influencia igual en el comportamiento del flujo.
$Fr > 1$	Indica que las fuerzas de inercia son dominantes en comparación con las fuerzas gravitacionales. En este caso, el flujo tiende a ser más controlado por las fuerzas inerciales, lo que puede resultar en flujos más rápidos y menos influencia gravitacional.

Tabla 3.3: Interpretación del número de Froude. Fuente: [1]

En el análisis de llamas perturbadas, la interpretación de estos números adimensionales proporciona una comprensión más profunda de cómo las condiciones del flujo afectan la estabilidad y la respuesta de la llama a las perturbaciones.

3.1.2.2. Modulación de la llama

La modulación en las llamas son un tipo de llama perturbada y su modulación es un proceso que implica la consideración de varios elementos cruciales que influyen en la respuesta de la llama a las variaciones del flujo de gases.

La base de la modulación de las llamas radica en la generación controlada de vibraciones acústicas en los gases circundantes. Comúnmente, se utilizan parlantes para introducir ondas sonoras en el medio gaseoso. Estas ondas generan variaciones en la presión y la velocidad del flujo, impactando directamente en la estabilidad y la forma del jet saliente del quemador.

Para propósitos prácticos y de análisis, se asume que la señal acústica aplicada tiene una forma de onda sinusoidal. Esta elección se basa en la simplicidad y en la capacidad de describir de manera clara la modulación. La forma de onda sinusoidal proporciona una representación matemática que facilita la interpretación de resultados experimentales y la formulación de modelos, además al tratarse de una onda acústica, la utilización de una sinusoidal es bastante cercana a lo real [30].

Por otro lado, la frecuencia y la amplitud de la señal acústica aplicada son parámetros cruciales que determinan la naturaleza de la modulación de la llama. La frecuencia (f) indica la rapidez con la que se repiten las variaciones, mientras que la amplitud (A) representa la magnitud de estas variaciones. La elección de estos valores afecta directamente la respuesta de la llama, ya que frecuencias específicas pueden resonar con la dinámica del sistema.

La modulación influye en la estabilidad y la geometría de la llama, y su respuesta está vinculada directamente a la velocidad, la presión y otras características del flujo circundante. Por lo general, la variable de respuesta a medir en las distintas llamas moduladas es la velocidad [8], [20], [28]. La razón para ello, corresponde a que la velocidad es posible de medir de manera no intrusiva en la llama, permitiendo así la realización de distintos estudios de una llama sin afectarla durante la medición.

La señal acústica sinusoidal utilizada para modular las llamas puede describirse mediante una Serie de Fourier [31] [32]. Esta representación matemática descompone la onda en una suma ponderada de componentes armónicos, ofreciendo una herramienta valiosa para analizar y comprender la complejidad de la modulación. La Serie de Fourier $S(t)$ de una señal periódica $f(t)$ se expresa como:

$$f(t) = a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} [a_n \cos(nt\omega) + b_n \sin(nt\omega)] \quad (3.5)$$

Donde ω corresponde a la frecuencia de la señal, a_n y b_n son coeficientes de amplitud,

n representa el número del armónico y t es el instante en el cual se evalúa, en valor de radian. La utilización de la Serie de Fourier proporciona una base matemática robusta para el análisis de las variaciones acústicas que impactan las llamas en estudio.

La velocidad en la llama modulada, responde a un comportamiento como el descrito en una serie de Fourier, de esta manera, se puede evaluar la velocidad considerando la Ecuación 3.6

$$V(t) = a_0 + [a_1 \cos(t\omega) + b_1 \sin(t\omega)] + [a_2 \cos(2t\omega) + b_2 \sin(2t\omega)] \quad (3.6)$$

Donde a_0 corresponde al valor promedio de la velocidad y la suma de los coeficientes de la serie (a_1, b_1) corresponden a la componente fundamental y la suma de los coeficientes de la serie (a_2, b_2) a la primera armónica. Si bien la serie debiese ir hacia el infinito, los diferentes estudios de la matemática de este tipo de series, proponen que el aporte de los siguientes coeficientes no es significativo Figura 3.8.

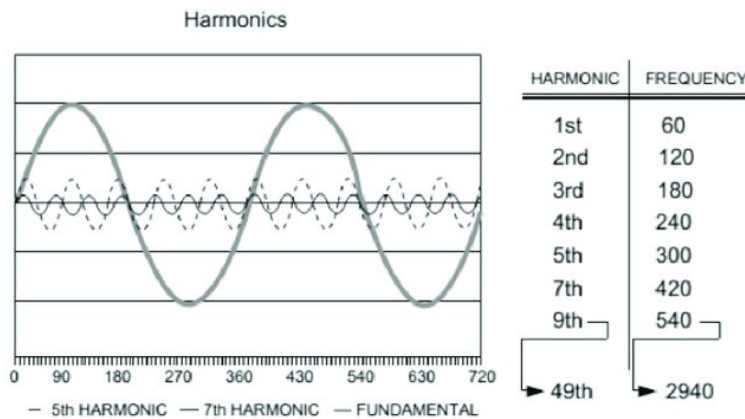


Figura 3.8: Ilustración del aporte de cada armónico en la función. Fuente [7]

Un ejemplo de esto, se evidencia en los estudios realizados por Connelly (véase Figura 3.9), donde se presenta una curva sinusoidal para la velocidad a diferentes tiempos, representando cómo afecta la modulación a la velocidad a la salida del tubo de combustible. Para esto, considera el estudio de la velocidad ante distintos voltajes impuestos en el parlante utilizado, de esta manera, consigue obtener una relación entre el voltaje seleccionado y la velocidad obtenida.

Finalmente, Foo et al [20], propone que el cálculo de la modulación, está ligado al valor de velocidad impuesto. De esta manera, propone en Ecuación 3.7 que la modulación (α) depende de la velocidad máxima en el centerline y la velocidad en el centerline del caso no forzado (estable).

$$\alpha = \frac{v_{max,forced} - v_{mean,unforced}}{v_{mean,unforced}} \quad (3.7)$$

Al considerar Ecuación 3.7 y Ecuación 3.6, se puede obtener la curva de modulación, que

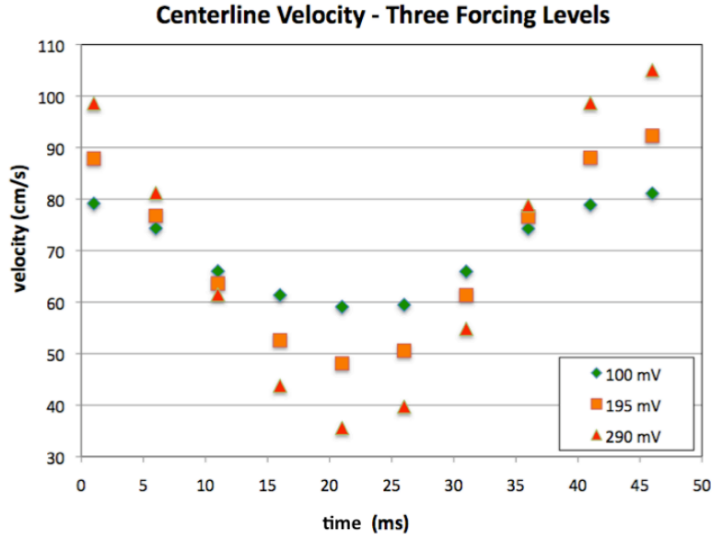


Figura 3.9: Resultados de la velocidad en el centerline para distintos voltajes. Fuente [8]

permite relacionar la representación de la función sinusoidal y la relación de la modulación con la velocidad:

$$\alpha(t) = \frac{[a_1 \cos(t\omega) + b_1 \sin(t\omega)]}{a_0} \quad (3.8)$$

La Ecuación 3.8 revela cómo la modulación varía sinusoidalmente a lo largo del tiempo, siguiendo la forma de la componente fundamental de la variación de velocidad. La representación visual de esta variación se traduce en una curva que muestra cómo la velocidad en la llama experimenta fluctuaciones en respuesta a la modulación acústica impuesta por el parlante.

3.1.3. Métodos Experimentales No Intrusivos

En el ámbito experimental, la medición de parámetros clave en fenómenos de combustión, como temperaturas, concentraciones de especies y características de flujos, requiere enfoques que proporcionen datos precisos sin perturbar el sistema bajo estudio. Estas técnicas, conocidas como métodos experimentales no intrusivos, son esenciales para capturar información detallada sin interferir con el comportamiento natural de la llama. Para ello, se emplean cámaras ópticas y láseres, que, bajo criterios específicos, permiten la observación e investigación de fenómenos térmicos y químicos en tiempo real, tanto en la periferia como dentro del propio sistema de combustión.

En esta sección, el autor explicará de manera general el uso de algunas técnicas no intrusivas que fueron aplicadas en este estudio, las cuales serán explicadas con mayor detalle más adelante.

3.1.3.1. Técnica Modulation Absorption/Emission (MAE)

La técnica Modulation Absorption/Emission (MAE) se utiliza para determinar la fracción de volumen de hollín y el coeficiente de extinción en llamas, centrándose en la modulación de una fuente de radiación óptica. La variación en la intensidad luminosa debido a la absorción y dispersión de la luz por las partículas de hollín se cuantifica mediante la Ley Bouguer-Lambert-Beer [33], expresada en la Ecuación 3.9.

$$I_{\lambda}(s_1) = I_{\lambda}(0)e^{-\int_0^{s_1} k_{\lambda} ds} \quad (3.9)$$

Donde $I_{\lambda}(s_1)$ corresponde a la intensidad de la radiación del láser en el punto final ($s = s_1$), $I_{\lambda}(0)$ la intensidad en el punto inicial de visión y k_{λ} , el coeficiente de atenuación por absorción, este último corresponde a la variable a encontrar, ya que las intensidades pueden ser medidas en el laboratorio con fotodiodos.

La relación entre la fracción en volumen de hollín (f_s), el coeficiente de extinción de la llama, la longitud de onda (λ) que proviene del láser, la función de absorción (E_m) y la razón de dispersión y absorción (α_{sa}), se expresa en la Ecuación 3.10

$$f_s = \frac{k_{ext}\lambda}{6\pi E_m (1 + \alpha_{sa})} \quad (3.10)$$

Esta fórmula revela cómo la fracción de volumen de hollín está vinculada a propiedades que pueden ser medidas entorno a la fuente de radiación. La capacidad de controlar y medir con precisión estos parámetros permite obtener información detallada sobre la concentración y características de las partículas de hollín en la llama.

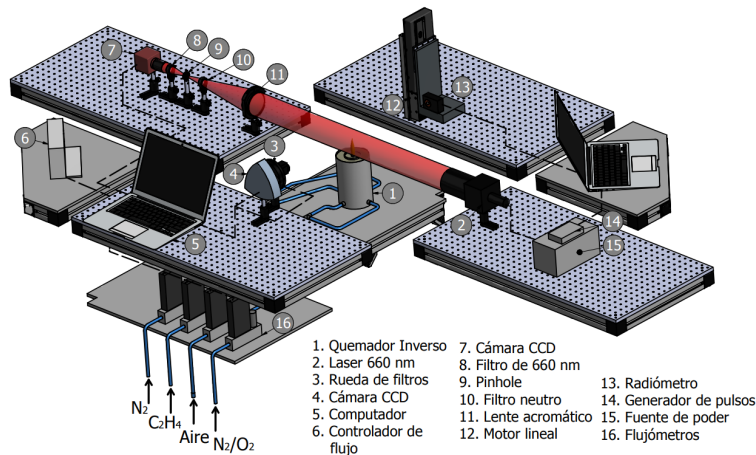


Figura 3.10: Aparato Experimental para realizar MAE. Fuente: [9]

El aparato experimental utilizado en la Figura 3.10, evidencia el uso de un LED como fuente luminosa que va en dirección de la cámara CCD, a través de la llama en estudio, obteniendo de esta manera, las distintas mediciones de emisión, con y sin fuente de luz.

3.2. Técnicas de análisis del Hollín

El hollín es un subproducto sólido de la combustión incompleta de combustibles que contienen carbono. Está compuesto principalmente por partículas de carbono elemental, junto con pequeñas cantidades de compuestos orgánicos y minerales. Estas partículas son finas, de tamaño nanométrico, y tienden a aglomerarse, formando estructuras fractales [34]. La presencia de hollín es un fenómeno común en procesos de combustión como los que ocurren en motores, hornos y quemadores, y su formación está vinculada a condiciones de mezcla deficiente o insuficiente oxígeno durante la combustión.

En el contexto de los quemadores, el hollín se forma en zonas ricas en combustible donde el suministro de oxígeno es limitado. A medida que las partículas de hollín se desplazan a través de la llama [35], pueden oxidarse si entran en regiones con mayor disponibilidad de oxígeno. Sin embargo, una cantidad significativa de hollín puede escapar a la oxidación y ser emitida al medio ambiente en forma de partículas finas, contribuyendo a la contaminación del aire y afectando la eficiencia del proceso de combustión.

En las siguientes subsecciones, se abordarán las propiedades físicas y térmicas del hollín, como la fracción de volumen de hollín y la temperatura del hollín, ambas cruciales para su caracterización. Además, se introducirán las técnicas de deconvolución, como el método de pelado de cebolla (Onion Peeling) y la regularización de Tikhonov, que permiten obtener información sobre la distribución de estas propiedades dentro de la llama. Finalmente, se discutirá el uso de la pirometría monocromática para la determinación de la temperatura del hollín.

3.2.1. Propiedades del Hollín

La fracción de volumen de hollín (F_v) es una propiedad que describe la cantidad de hollín presente en una llama en relación con el volumen total de los gases. Se expresa comúnmente en partes por millón (ppm) y está relacionada con la concentración de partículas de hollín en el campo de combustión. Esta propiedad es fundamental para evaluar la densidad de hollín en la llama y tiene implicaciones directas en el rendimiento de la combustión, la formación y emisión de contaminantes y la transferencia radiativa.

La caracterización de la fracción de volumen de hollín en una llama es crucial, ya que su variación afecta significativamente el comportamiento de la combustión y las emisiones. Un alto valor de F_v está asociado con condiciones de combustión incompleta [5], lo que aumenta la emisión de partículas contaminantes. Además, la presencia de hollín influye en la radiación térmica dentro de la llama, afectando tanto la eficiencia energética del proceso como la transferencia de calor.

Por otro lado, la temperatura del hollín es otra propiedad clave para la caracterización de la combustión. Se refiere a la temperatura de las partículas de hollín dentro de la llama y está directamente relacionada con los procesos de oxidación y formación de hollín. La temperatura

del hollín puede variar a lo largo de la llama [22], siendo mayor en las regiones más calientes donde la combustión es más completa.

La medición de la temperatura del hollín es esencial para comprender la dinámica de las reacciones químicas involucradas en su formación y destrucción. Altas temperaturas del hollín favorecen su oxidación, lo que reduce las emisiones, mientras que bajas temperaturas pueden indicar zonas de combustión incompleta donde la formación de hollín es más elevada.

Estas propiedades proporcionan una visión clara sobre cómo y dónde se genera el hollín en una llama, y cómo varían los procesos de oxidación y formación en función de las condiciones térmicas.

3.2.2. Deconvolución

La deconvolución es una técnica matemática utilizada principalmente en el procesamiento de señales e imágenes, cuyo objetivo es revertir los efectos de la convolución. La convolución es un proceso que tiende a suavizar una señal, mezclando los valores de cada punto con los valores de sus vecinos, lo que puede causar una pérdida de detalle o resolución. En el caso de la combustión y otros fenómenos físicos con simetría axial, como en llamas o descargas de plasma, la convolución surge debido a la integración de información a lo largo de la línea de visión.

La deconvolución, entonces, busca restaurar la señal original a partir de su versión suavizada o distorsionada. Es decir, trata de *deshacer* este suavizado y recuperar la información original del sistema. Este proceso es particularmente relevante en la tomografía de objetos cilíndricamente simétricos, donde es necesario obtener información tridimensional a partir de datos proyectados en un plano, como imágenes o escaneos.

Uno de los primeros métodos que permitió resolver este problema fue desarrollado por el matemático Niels Abel a principios del siglo XIX. La transformada de Abel se utiliza para proyectar una función de emisión con simetría axial sobre un plano. Este método permite calcular la función de emisión (por ejemplo, la distribución de hollín en una llama) a partir de una proyección bidimensional (como una imagen). A lo largo de los años, la transformada inversa de Abel ha sido extendida y mejorada, dando lugar a técnicas más avanzadas como el método de dos y tres puntos de Abel [36], la retroproyección filtrada (Filtered Backprojection [37]) y el pelado de cebolla (Onion Peeling) [11], siendo este último ampliamente utilizado por su simplicidad. Por otro lado, en los últimos años, se han alzado nuevos métodos que incluyen otras herramientas modernas como el método Spline-based Abel Transform[38] u otros que consideran la utilización de redes neuronales como Artificial Neural Network informed by the Abel equation (ANNAbel) [39].

En particular, el método de Onion-Peeling divide el objeto cilíndricamente simétrico en capas concéntricas y sucesivas. Cada capa se trata como un anillo que se analiza y resta de la proyección total, lo que permite extraer la información de las capas internas sin interferencia de las capas exteriores.

3.2.2.1. Deconvolución de Onion-Peeling

El método de deconvolución de Onion-Peeling es uno de los más simples y utilizados en la tomografía de llamas debido a su facilidad para adaptarse a los píxeles de las imágenes obtenidas con cámaras. Este método se basa en dividir el campo de la llama en N elementos anulares uniformemente espaciados, y su objetivo es determinar el coeficiente de absorción $\kappa_\lambda(r)$ en función de la cantidad medida de luz transmitida, $\tau_\lambda(y)$.

El proceso comienza analizando la geometría de la llama para relacionar las mediciones proyectadas de transmitancia $P(y) = -\ln(\tau(y))$ con el coeficiente de absorción espectral local $f(r) = \kappa_\lambda(r)$. Esta relación se describe mediante la ecuación integral de Abel:

$$P(y) = 2 \int_y^R f(r) \frac{r}{\sqrt{r^2 - y^2}} dr \quad (3.12)$$

Donde R es el radio máximo de la llama, $P(y)$ representa los datos proyectados, y $f(r)$ es el campo variable que queremos recuperar.

Esta ecuación, conocida como la **Ecuación de Abel**, describe cómo los datos proyectados a lo largo de la línea de visión (como las imágenes de una llama) están relacionados con las propiedades internas del campo, como el coeficiente de absorción. Resolver esta ecuación permite obtener la distribución interna de $f(r)$, que en este caso es el coeficiente de absorción.

Para resolver la ecuación de Abel, se utiliza su solución analítica:

$$f(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^R \frac{P'(y)}{\sqrt{y^2 - r^2}} dy \quad (3.13)$$

Donde $P'(y) = \frac{dP(y)}{dy}$ es la derivada de la función proyectada. Esta expresión proporciona una forma directa de recuperar el campo $f(r)$ a partir de los datos proyectados $P(y)$.

El método de Onion Peeling reformula la ecuación de Abel en un esquema discreto como lo representado en la Figura 3.12, donde la llama se divide en anillos concéntricos de espesor uniforme $\Delta r = \frac{R}{N-1/2}$. En este caso, si $f(r)$ se considera constante en cada anillo, la ecuación integral se puede escribir como:

$$P_i = 2 \sum_{j=i}^{N-1} f_j \int_{r_{j-1/2}}^{r_{j+1/2}} \frac{r}{\sqrt{r^2 - y_i^2}} dr \quad (3.14)$$

Donde $y_i = i\Delta r$, $r_j = j\Delta r$, y $P_i = P(y_i)$ representa la transmitancia medida en el anillo i -ésimo.

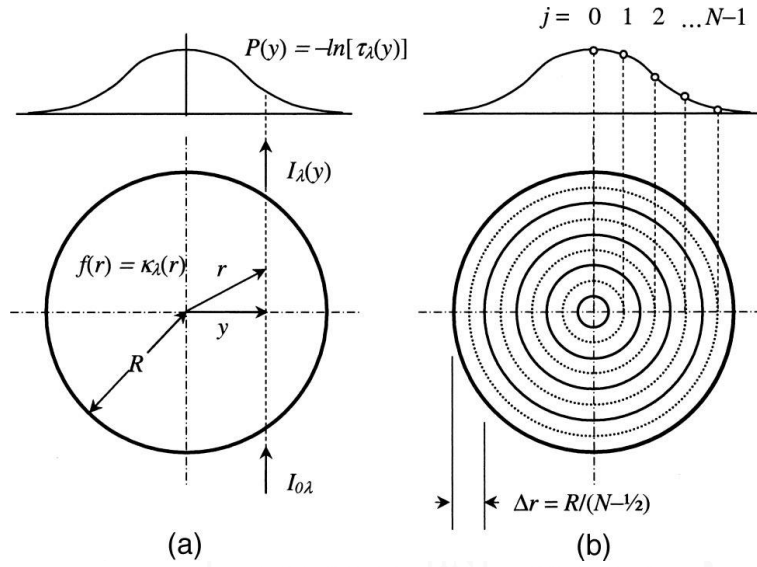


Figura 3.12: (a) Evaluación de la distribución del coeficiente de absorción espectral en una llama axisimétrica y (b) discretización del dominio del sistema. Fuente: Daun [11]

Este conjunto de ecuaciones puede ser reorganizado en un sistema de ecuaciones lineales que puede expresarse de manera matricial como:

$$A_{OP}x = b \quad (3.15)$$

Donde:

- $x = [f_0, f_1, \dots, f_{N-1}]^T$ contiene los valores del coeficiente de absorción $\kappa_\lambda(r_j)$ en cada anillo.
- $b = [P_0, P_1, \dots, P_{N-1}]^T$ es el vector de datos proyectados.
- A_{OP} es una matriz triangular superior que describe la contribución de cada anillo al valor proyectado.

La matriz A_{OP} se define de la siguiente manera:

$$A_{OP,ij} = \begin{cases} 0 & \text{si } i < j, \\ 2\Delta r \sqrt{(j+1/2)^2 - i^2} & \text{si } i = j, \\ 2\Delta r \left(\sqrt{(j+1/2)^2 - i^2} - \sqrt{(j-1/2)^2 - i^2} \right) & \text{si } i > j. \end{cases} \quad (3.16)$$

Este método es particularmente eficaz para sistemas cilíndricamente simétricos, como las llamas, porque descompone el problema en capas concéntricas que se "pelan" sucesivamente, recuperando así las propiedades internas de la llama.

3.2.2.2. Regularización de Tikhonov

Uno de los principales desafíos en el uso de la deconvolución es el problema de la regularización. Esto se debe a que la ecuación integral de Abel es un problema mal condicionado. Esto significa que pequeñas variaciones en la señal convolucionada pueden generar grandes errores en la señal deconvolucionada, lo que dificulta obtener soluciones precisas y estables. Para mitigar estos efectos, se utilizan técnicas de regularización como la regularización de Tikhonov[11], que ayuda a estabilizar las soluciones al penalizar grandes fluctuaciones en la señal resultante.

La **Regularización de Tikhonov** se basa en la idea de agregar un término de penalización a la matriz del modelo con el propósito de restringir la magnitud de los coeficientes de las variables predictoras. Este enfoque permite estabilizar la solución al problema de deconvolución, limitando así el impacto del ruido en los resultados finales.

El término de penalización se expresa a través de una matriz L , que en el contexto de la regularización de Tikhonov, puede representarse de la siguiente manera:

$$L = \begin{bmatrix} 1 & -1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 1 & -1 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & \dots & 0 & 1 & -1 \end{bmatrix} \quad (3.17)$$

Esta matriz L captura las diferencias entre los coeficientes adyacentes, penalizando los cambios abruptos y promoviendo soluciones más suaves.

La regularización se aplica mediante la modificación del sistema original de ecuaciones, resultando en:

$$A_{\text{tik}} \hat{x}^* = b_{\text{tik}} \quad (3.18)$$

Donde:

- \hat{x}^* representa el valor del coeficiente de extinción regularizado.
- A_{tik} es la matriz penalizada.
- b_{tik} es el vector de datos proyectados regularizados.

La matriz penalizada A_{tik} se define como:

$$A_{\text{tik}} = A^T A + \alpha A L^T L \quad (3.19)$$

Donde α es un parámetro de regularización que suele establecerse en valores como 10^{-7} . Este término de regularización ajusta el sistema de ecuaciones, ayudando a estabilizar la solución.

El vector de datos proyectados regularizados se obtiene como:

$$b_{\text{tik}} = A^T b \quad (3.20)$$

Donde b es el vector de datos originales.

Con lo anterior, es posible obtener una solución regularizada para el coeficiente de extinción (\hat{x}^*)

3.2.2.3. Fracción en Volumen de Hollín

Para determinar la concentración de hollín en la llama, se aplican metodologías experimentales basadas en la **Ley de Bouguer-Lambert-Beer**. Una de las técnicas más comunes es la propuesta por Jenkins y Hanson, conocida como la técnica de extinción de luz (Line-of-Sight Attenuation, LOSA). Esta metodología consiste en pulsar un láser de longitud de onda específica a través de la llama, generando el fenómeno de extinción de luz, que se compone principalmente de la suma de dos efectos, absorción y dispersión [5].

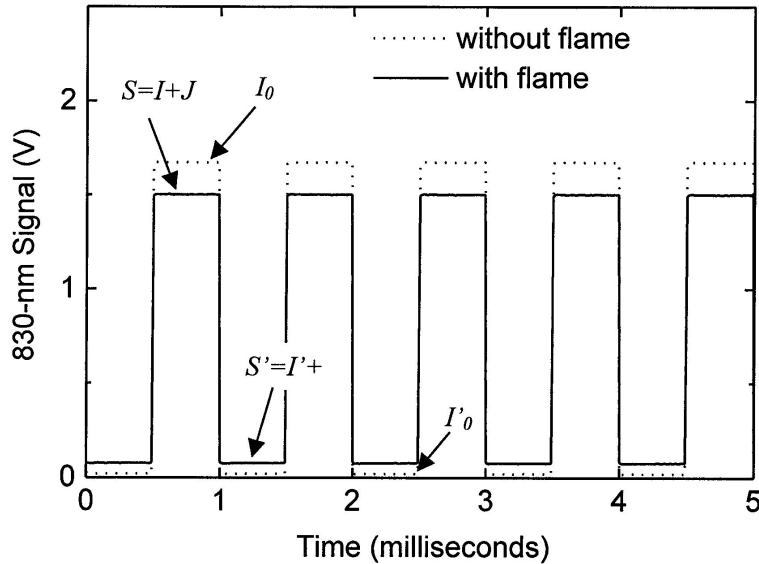


Figura 3.13: Intensidad de la luz láser modulada a 830nm transmitida a través de una llama de premezcla de etileno con aire.[12]

Durante el experimento, se registra la intensidad de la luz en cuatro situaciones distintas:

- I_0 : Intensidad cuando el láser está encendido y la llama apagada.
- $S = I + J$: Intensidad cuando ambos, el láser y la llama, están encendidos.
- $S' = I' + J$: Intensidad cuando el láser está apagado y la llama encendida.
- I'_0 : Intensidad cuando ambos, el láser y la llama, están apagados.

Las relaciones entre estas intensidades se pueden expresar a través de la transmitancia (τ), que se define como:

$$\tau = \frac{I}{I_0} \quad \text{o} \quad \tau = \frac{I'}{I'_0} \quad (3.21)$$

Para obtener una forma que involucre solo cantidades medibles, se transforma la ecuación de transmitancia a:

$$\tau = \frac{S - S'}{I_0 - I'_0} \quad (3.22)$$

La ecuación anterior indica que la transmitancia está directamente relacionada con la extinción de luz causada por el hollín presente en la llama. Sin embargo, es fundamental tener en cuenta que estas mediciones representan solo un plano de la llama. Para obtener perfiles radiales de concentración de hollín, se emplea la técnica de deconvolución de Onion-Peeling, que permite reconstruir la información obtenida a partir de los datos experimentales.

El comportamiento de la luz al atravesar el medio en llamas se describe mediante la **Ley de Bouguer-Lambert-Beer**, que establece que la intensidad de la luz incidente (I_0) se ve atenuada por el medio de la siguiente manera:

$$I = I_0 \exp(-K_{\text{ext}}L) \quad (3.23)$$

donde K_{ext} es el coeficiente de extinción de las partículas y L es la longitud del camino óptico. El coeficiente de extinción se determina como:

$$K_{\text{ext}} = \frac{\pi}{4} C_n \int_0^\infty Q_{\text{ext}}(D) N(D) D^2 dD \quad (3.24)$$

donde C_n es la densidad de partículas, D es el diámetro de las partículas, $N(D)$ es la distribución de tamaño de partículas, y $Q_{\text{ext}}(D)$ es la eficiencia de extinción. Si las partículas cumplen con el criterio de Rayleigh ($2\pi r/\lambda < 0.3$), se puede despreciar la dispersión y aproximar el coeficiente de extinción al coeficiente de absorción:

$$Q_{\text{ext}}(D) = Q_{\text{abs}} = \frac{4 \times \text{Im}(m^2 - 1)}{m^2 + 2} \quad (3.25)$$

La relación entre la concentración de hollín (f_s) y la densidad de partículas (C_n) se establece como sigue:

$$f_s = \frac{\pi}{6} C_n \int_0^\infty N(D) D^2 dD \quad \text{y} \quad \int_0^\infty N(D) D^3 dD \quad (3.26)$$

Al reordenar la ecuación de transmitancia en términos del coeficiente de absorción espectral

local κ_λ :

$$-\ln(\tau) = K_\lambda L \quad (3.27)$$

Finalmente, relacionando el coeficiente de extinción con la fracción de volumen de hollín, se obtiene:

$$f_s = \frac{\lambda}{6\pi E(m)} (-\ln(\tau))L \quad (3.28)$$

Donde $E(m)$ es una función del índice de refracción complejo del hollín. En la literatura, el coeficiente de absorción se considera como $C_\lambda = 6\pi E(m)$ [40], y es común expresar la fracción de volumen de hollín en función del coeficiente de extinción a una longitud de onda específica K_λ :

$$f_s = \frac{\lambda K_\lambda}{C_\lambda} \quad (3.29)$$

Los avances en la comprensión de la dispersión de la luz en partículas de hollín han permitido determinar valores para la función de absorción en diversas longitudes de onda [41, 42], lo que permite considerar variaciones en los campos bidimensionales levantados, integrando así el análisis en el procesamiento de las mediciones.

3.2.2.4. Temperatura del Hollín

El estudio de la medición de temperaturas elevadas se denomina pirometría. Existen diversas formas de medir la temperatura en una llama, que incluyen técnicas intrusivas, como el uso de termocuplas, y técnicas no intrusivas, como la absorción/emisión modulada (MAE, por sus siglas en inglés). Este último método funciona bajo el mismo principio de atenuación en la línea de visión utilizado para calcular la fracción en volumen de hollín (LOSA).

Para calcular la temperatura, se pueden identificar dos métodos principales: la pirometría de un solo color y la pirometría de dos colores. Ambas técnicas permiten capturar la radiación emitida por las partículas de hollín en longitudes de onda específicas (λ) y asociar dicha emisión a la temperatura deseada.

El método de **pirometría de un solo color** es experimentalmente menos complejo, pero requiere un proceso de calibración previo de los instrumentos involucrados. En concreto, la calibración radiométrica es un método para capturar imágenes digitales y procesar los datos de las imágenes de modo que los valores de los píxeles representen medidas reales de luz [43].

Por otro lado, la **pirometría de dos colores** captura la emisión espontánea simultáneamente en dos longitudes de onda diferentes, permitiendo generar un cociente entre las señales obtenidas. Usualmente, no se requiere una calibración radiométrica, ya que ambas señales comparten los

mismos parámetros geométricos (eficiencia cuántica de la cámara, ángulo de visión, etc.), lo que permite que estos factores se cancelen en el cociente.

La intensidad de radiación de emisión y absorción I_λ , desestimando los efectos de dispersión, de una llama a través de un camino óptico puede describirse con la siguiente ecuación, tomando como referencia el trabajo de Jenkins y Hanson:

$$\frac{dI_\lambda}{dl} + k_{a,\lambda}(l)I_\lambda = J_\lambda(l) \quad (3.30)$$

donde $J_\lambda = k_{a,\lambda}(r)I_{bb,\lambda}$ representa la emisión de una llama, considerando la función de Planck para obtener la intensidad radiativa de un cuerpo negro $I_{bb,\lambda}$ [22, 5, 12]. Esta intensidad está dada por la Ley de Planck:

$$I_{bb,\lambda}(T) = \frac{C_1}{\lambda^5 \left(\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) - 1 \right)} \quad (3.31)$$

Las constantes C_1 y C_2 se calculan como:

$$C_1 = \frac{2hpc^2}{\lambda^5}, \quad C_2 = \frac{hc}{k} \quad (3.32)$$

donde $k = 1.3807 \times 10^{-23}$ J/K es la constante de Boltzmann, $h = 6.626 \times 10^{-34}$ J s es la constante de Planck, y $c = 2.998 \times 10^8$ m/s es la velocidad de la luz en el vacío. Resultando en:

$$C_1 = 3.742 \times 10^{-16} \text{ W m}^2, \quad C_2 = 1.4385 \times 10^{-2} \text{ m K} \quad (3.33)$$

Aquí, T corresponde a la temperatura del cuerpo, en este caso, las partículas de hollín.

La solución del sistema para una posición determinada respecto al centro de una llama axisimétrica se obtiene de forma que la emisión de cuerpo negro se considera constante en cada anillo discretizado, dependiendo solo de la temperatura como incógnita. La discretización en su forma expandida toma la siguiente forma:

$$P_j(y_j) = \sum_{i=j+1}^N \left(I_{bb,i} [1 - \exp(-K_i \Delta l_{i,j})] \exp\left(-\sum_{m=j+1}^{i-1} K_m \Delta l_{m,j}\right) \right) + \dots \quad (3.34)$$

En esta expresión, K_i representa el coeficiente de absorción $k_{a,\lambda}$ en el anillo i -ésimo, y K_m considera el efecto de autoabsorción con el segmento discretizado anterior.

Al aplicar un proceso similar al de obtención de la fracción en volumen de hollín, la expresión se puede escribir de forma matricial como:

$$A_{OP}x = b \quad (3.35)$$

Donde $x = I_{bb}$ y $b = [P_1, P_2, \dots, P_N]^T$. La matriz AOP queda expresada de la siguiente forma:

$$A_{OP} = \begin{cases} 0 & \text{si } i < j \\ [1 - \exp(-K_i \Delta l_{i,j})] \exp\left(-\sum_{m=i+1}^{i-1} K_m \Delta l_{m,j}\right) & \text{si } i = j \\ [1 - \exp(-K_i \Delta l_{i,j})] \left(\exp\left(-\sum_{m=j}^{i-1} K_m \Delta l_{m,j}\right) - \sum_{m=j+1}^N K_m \Delta l_{m,j} + \exp\left(-\sum_{m=i+1}^N K_m \Delta l_{m,j}\right) \right) & \text{si } i > j \end{cases} \quad (3.36)$$

Resolviendo este sistema mediante el método de eliminación de Gauss-Jordan, se puede obtener la temperatura a una longitud de onda siguiendo el trabajo de L.H. Liu [44]:

$$T_m = \frac{C_2}{\lambda} \ln \left(\frac{2C_1}{I_{bb,\lambda}^5} + 1 \right) \quad (3.37)$$

De esta manera, se ha demostrado cómo obtener la temperatura del hollín mediante un enfoque directo, considerando las consideraciones geométricas apropiadas.

Entendiendo los conceptos, se puede concluir que la temperatura del hollín se determina resolviendo la ecuación de la Ley de Planck, utilizando los campos radiales de emisión de la llama J_λ y el coeficiente de absorción del hollín $k_{a,\lambda}$, medidos a 810 nm. Esta longitud de onda se prefiere para minimizar la incertidumbre de la técnica y el efecto de dispersión de la luz de las partículas de hollín.

Finalmente, tomando en cuenta la calibración de la pirometría de un solo color, la expresión para la temperatura se simplifica a:

$$T_s = -\frac{k_b \lambda}{hc} \ln \left(-\frac{1}{\lambda^5} J_\lambda \frac{2hc^2}{\gamma k_{a,\lambda}} \right) \quad (3.38)$$

donde γ es el factor de calibración explicado en la Sección 2.8. Aquí, c es la velocidad de la luz, y k_b y h son las constantes de Boltzmann y Planck, respectivamente. Esta expresión se deriva de la simplificación de la Ley de Planck, considerando que $\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) \gg 1$.

Si no se tiene conocimiento de un factor de calibración γ , la pirometría de dos colores es una opción adecuada para capturar la temperatura de las partículas de hollín. En este caso, la metodología de MAE es similar, pero se basa en un cociente entre dos longitudes de onda. Siguiendo las referencias de Jenkins y Hanson [12], la expresión para la temperatura en función de dos colores se puede expresar como:

$$T_s(r) = \frac{C_2}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \ln \left(\frac{I_{bb,\lambda_1}(r)}{I_{bb,\lambda_2}(r)} \right) \quad (3.39)$$

3.3. Particle Image Velocimetry (PIV)

Particle Image Velocimetry (PIV) es una técnica avanzada de medición de velocidades que se ha consolidado como una herramienta esencial en la investigación de flujos de diversos fluidos. A través de la aplicación de principios ópticos y el procesamiento de imágenes, PIV proporciona una visión detallada y cuantitativa del campo de velocidad en un flujo, permitiendo la observación y análisis de fenómenos fluidodinámicos complejos. En esta sección, se explorarán los fundamentos de esta técnica, desde su funcionamiento básico hasta su aplicación específica en el estudio de llamas moduladas. Se abordarán los métodos de adquisición de datos, el procesamiento de imágenes y la relevancia de la PIV en investigaciones relacionadas con la combustión. Además, se detallará cómo PIV ha sido implementada con éxito en estudios que involucran llamas sometidas a perturbaciones, destacando su contribución única para revelar la dinámica y los patrones de flujo en estos entornos particulares.

3.3.1. Principios de PIV

PIV encuentra sus raíces en la teoría de fluidos y la investigación pionera de Ludwig Prandtl a principios del siglo XX [2]. Este método de medición de velocidades se basa en el principio de las partículas trazadoras, donde pequeñas partículas o semillas suspendidas en un fluido actúan como indicadores de su movimiento. La técnica aprovecha la capacidad de estas partículas para seguir las líneas de corriente del flujo. Para ello, las partículas tienen como característica ser lo suficientemente pequeñas para no afectar el flujo y lo suficientemente grandes para ser captadas por el sistema de adquisición, que por lo general son cámaras.

El fundamento esencial de PIV radica en registrar imágenes de las partículas en distintos instantes temporales y analizar su desplazamiento para calcular la velocidad del flujo. La relación básica que define la velocidad instantánea (v) se establece mediante la distancia que una partícula se desplaza (d) y el intervalo de tiempo entre las imágenes (δt):

$$v = \frac{d}{\delta t} \quad (3.40)$$

Esta fórmula simple encapsula la esencia de PIV, donde la velocidad se deriva del desplazamiento de partículas en un lapso de tiempo conocido. En la implementación, el flujo se ilumina con pulsos de luz láser, y las partículas presentes en este dispersan la luz, creando patrones que se capturan con cámaras de alta velocidad. El análisis de estos patrones proporciona información precisa sobre la velocidad del fluido en el campo de visión.

Este enfoque no solo ofrece mediciones instantáneas de velocidades locales, sino que también permite la reconstrucción de campos de velocidad completos, esto a través del cálculo de la velocidad promedio, dada una cantidad considerable de campos instantáneos.

3.3.1.1. Partículas Trazadoras

Las partículas trazadoras juegan un papel fundamental como vehículos para visualizar el movimiento de un fluido. Estas partículas, que generalmente son microesferas o semillas, se inyectan en el flujo de estudio. Su comportamiento de seguimiento de las líneas de corriente permite a los investigadores capturar y analizar el campo de velocidad del fluido. La elección adecuada de partículas trazadoras es crucial para obtener datos precisos y representativos del comportamiento del flujo. Como criterio de elección se tienen ciertos parámetros cuantitativos que pueden entregar una idea de qué tan representativo es el movimiento de la partícula respecto al movimiento del fluido.

El tiempo de respuesta de la partícula (τ_p) es un parámetro relevante que influye en la precisión de las mediciones. Este tiempo se refiere al intervalo necesario para que una partícula trazadora ajuste su velocidad de acuerdo con las variaciones en el campo de flujo. Es decir, el tiempo que tarda la partícula de salir de su inercia y seguir el mismo flujo que el fluido. En la práctica, se busca utilizar partículas con tiempos de respuesta (τ_p) lo más pequeños posible para obtener una representación fiel de la velocidad local del fluido en cada instante. Se calcula mediante la fórmula:

$$\tau_p = d_p^2 \frac{\rho_p}{18\mu} \quad (3.41)$$

Donde ρ_p es la densidad de la partícula, d_p es su diámetro y μ es la viscosidad del fluido.

Por otro lado, el tiempo de respuesta del fluido τ_f se relaciona con la capacidad de este para adaptarse a cambios en el campo de velocidad. En entornos turbulentos o dominados por vórtices, τ_f se establece considerando escalas de longitud y velocidades características del flujo. Comprender y cuantificar τ_f es esencial para seleccionar partículas trazadoras cuyos tiempos de respuesta sean compatibles con las características del flujo en estudio. Su fórmula asociada es:

$$\tau_f = \frac{L}{u_f} \quad (3.42)$$

Donde L es el espesor de la capa límite y u_f es la velocidad del flujo.

Finalmente, se precisa obtener una relación entre la Ecuación 3.41 y Ecuación 3.42, el cual se representa en el **Número de Stokes** (Stk). Este proporciona una medida relativa de la interacción dinámica entre las partículas trazadoras y el flujo. Se calcula como la relación entre el tiempo de respuesta de la partícula τ_p y el tiempo de respuesta del fluido τ_f .

$$Stk = \frac{\tau_p}{\tau_f} \quad (3.43)$$

El número de Stokes, se interpreta de la siguiente manera:

Rango	Interpretación
$Stk > 1$	Las partículas continuarán en línea recta mientras que el fluido evitará el obstáculo.
$0 < Stk < 1$	Las partículas seguirán las líneas de corriente del fluido.

Tabla 3.4: Interpretación del Número de Stokes. Fuente: [2]

Algunos ejemplos de partículas trazadoras usadas en PIV son:

Partícula Trazadora	Diámetro promedio (μm)
Poliestireno (esférico)	0.5 - 10
Aluminio	0.2 - 5
Microesferas de vidrio	0.2 - 3
Dióxido de titanio (TiO ₂)	0.1 - 5
Dióxido de zirconio (ZrO ₂)	1 - 2
Humo	≈ 1

Tabla 3.5: Partículas trazadoras utilizadas en PIV y su diámetro promedio.

3.3.1.2. Implementación de la técnica

Los principios fundamentales de la PIV se basan en el seguimiento de partículas trazadoras en un flujo mediante la captura de imágenes en momentos sucesivos.

El proceso comienza con la introducción de partículas trazadoras en el fluido en estudio. Estas partículas pueden ser semillas de aceite, gotas de líquidos, o incluso partículas sólidas lo suficientemente pequeñas para seguir el movimiento del flujo. Existen diversos mecanismos para introducir las partículas en el flujo en estudio, lo más general es utilizar los llamados *Seeders* o alimentadores, los cuales se presentan en la Figura 3.14.

Estos sistemas, consideran una válvula reguladora (*Bypass*), lo que permite que las partículas sean controladas y utilizadas en el flujo sólo cuando sean necesarias. Esto es un aspecto relevante, dado que si se llegase a utilizar partículas nocivas para la salud, se podría tener un control de estas.

A medida que estas partículas se desplazan con el flujo, son iluminadas repentinamente por una fuente de luz, que por lo general es un láser pulsado. Las razones típicas para la utilización de láser es debido a su alta densidad de energía y su característica intrínseca de ser monocromático, lo que permite disminuir el ruido que podría obtener el sistema de adquisición de imágenes. Un ejemplo típico del láser utilizado es el **Neodym-YAG Lasers** [2] que posee una longitud de onda λ igual a 532 nm. Este tipo de láser tiene como característica un Q-Switch, lo que

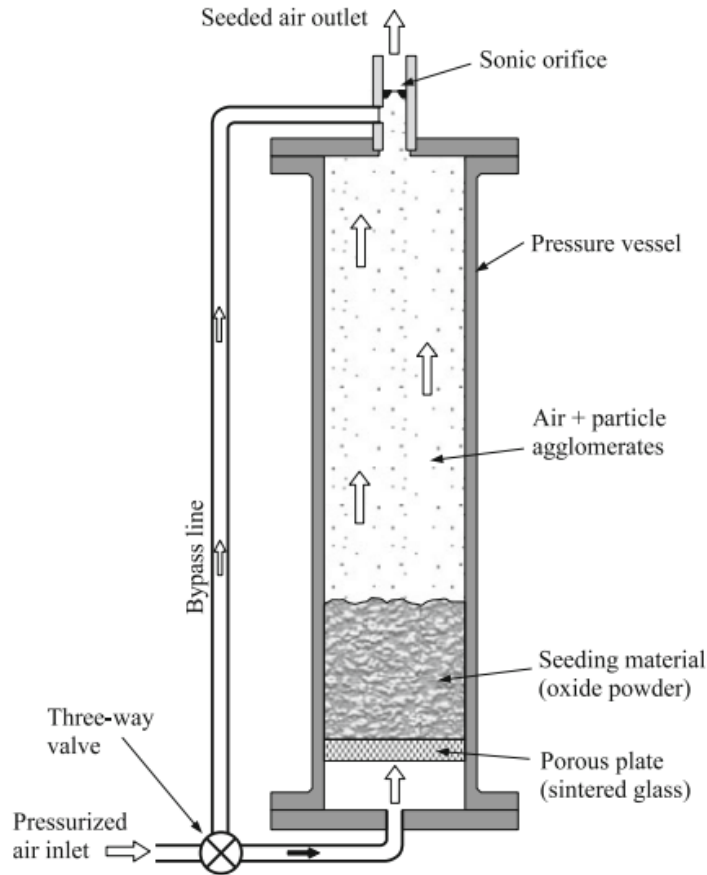


Figura 3.14: Representación de un alimentador de partículas. Fuente: [2]

permite que pueda lanzar dos pulsos de luz, lo que en PIV es relevante para obtener el par de imágenes.

Es importante señalar, que el pulso láser es casi como una línea fina que pasa por un sólo punto, y para la correcta realización de PIV, se debe utilizar un plano láser. Para ello, se hace uno de distintas configuraciones ópticas para la obtención de este plano, tal y como se detalla en la Figura 3.15.

De esta manera, el haz de luz proveniente del láser, se convierte en un plano láser con un espesor bastante pequeño, lo que permite visualizar las partículas salientes del flujo.

La cámara de alta velocidad captura instantáneas del campo de partículas iluminadas, generando así imágenes que representan la posición de las partículas en diferentes instantes de tiempo. Estas imágenes se pueden procesar mediante correlación cruzada para calcular el desplazamiento de las partículas entre dos frames consecutivos.

La velocidad local del flujo se obtiene dividiendo el desplazamiento de las partículas por el intervalo de tiempo entre las imágenes. Este proceso se repite a lo largo del dominio del flujo, lo que permite construir un mapa completo del campo de velocidades.

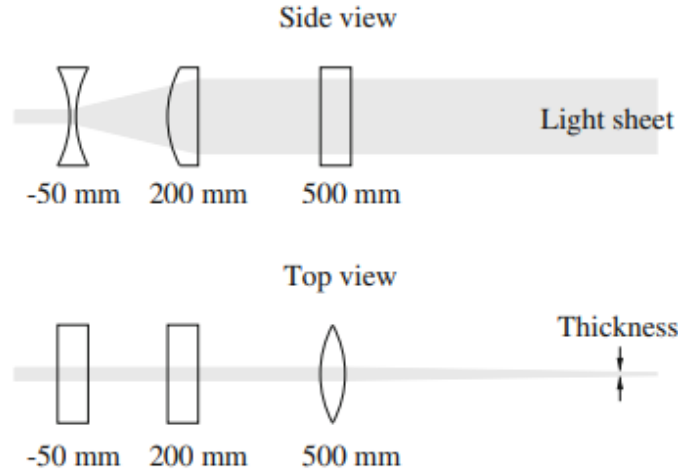


Figura 3.15: Configuración óptica para la obtención de un plano. Fuente: [2]

3.3.2. Fundamentos teóricos de PIV

Los fundamentos teóricos de PIV se asientan en conceptos mayoritariamente en procesamiento de imágenes. La precisión de las mediciones obtenidas mediante PIV depende de múltiples factores, como el comportamiento de las partículas trazadoras, la calidad de las imágenes adquiridas y los métodos de análisis aplicados. A lo largo de esta subsección, se explicará en detalle los análisis y el fundamento físico-matemático de la técnica.

3.3.2.1. Campos de Intensidad

En la técnica de Velocimetría por Imágenes de Partículas (PIV), los campos de intensidad son el punto de partida para el análisis de la velocidad de flujo. Estos campos representan la intensidad luminosa captada por la cámara, que corresponde a la dispersión de la luz láser por las partículas trazadoras suspendidas en el flujo. Para determinar la ubicación exacta de una partícula dentro de la ventana de interrogación, se emplea la función Delta de Dirac, que describe la parte geométrica de la imagen donde es posible encontrar la partícula con máxima intensidad.

Dado que la metodología de este estudio emplea imágenes correlativas, se requiere la adquisición de dos imágenes consecutivas. La intensidad de cada partícula en la primera imagen se añade al campo de intensidad, que se expresa como:

$$I(x, \Gamma) = \sum_{i=1}^N V_0(X_i) \delta(x - x_i) \quad (3.44)$$

Donde $V_0(X_i)$ es la función de transferencia que representa la energía de una partícula individual i dentro de la ventana de interrogación. El término $\tau(x)$ se refiere a la posición de la

partícula, y $\delta(x - x_i)$ es la función Delta de Dirac que indica la diferencia entre las posiciones x y x_i en la imagen.

Es importante destacar que la visibilidad de las partículas en las imágenes depende del grado de dispersión, por lo que la cámara debe estar alineada perpendicularmente al haz láser para optimizar la captación de las partículas.

Para la segunda imagen correlativa, los campos de intensidad se expresan como:

$$I'(x, \Gamma) = \sum_{j=1}^N V_0'(X_j + D)\tau(x - x_j - d) \quad (3.45)$$

Donde $V_0'(X_j)$ es nuevamente la función de transferencia asociada a la energía de cada partícula, y D y d corresponden a los desplazamientos de las partículas entre las dos imágenes consecutivas. Estos campos de intensidad representan la base para el cálculo posterior del desplazamiento de las partículas y, por ende, de la velocidad del flujo, utilizando técnicas de correlación cruzada.

3.3.2.2. Ventanas de Interrogación

La ventana de interrogación es un aspecto clave en el procesamiento de imágenes PIV, ya que determina la resolución espacial del análisis de desplazamiento de las partículas. El proceso consiste en tomar el campo de intensidad y dividirlo en sub-campos equi-espaciados y equi-dimensionados, conocidas como *ventanas de interrogación*. Estas ventanas se aplican tanto al campo inicial como al campo siguiente, lo que permite calcular el desplazamiento de las partículas entre ambas.

Existen ciertos tamaños estándar para las ventanas de interrogación, como 64x64, 32x32 y 16x16 píxeles. La diferencia principal entre estos tamaños recae en el nivel de detalle que se puede obtener del campo de desplazamientos: a medida que el tamaño de la ventana de interrogación se reduce, el análisis permite captar un mayor nivel de detalle en las fluctuaciones del flujo. Sin embargo, el uso de ventanas más pequeñas implica un mayor reto experimental, ya que se requiere una mayor resolución en las imágenes y una calidad óptica superior para evitar errores de correlación.

Un concepto relevante asociado a las ventanas de interrogación es el *solapamiento* (overlapping), que consiste en superponer parcialmente las ventanas consecutivas para mejorar la resolución espacial sin perder demasiada información. Generalmente, se utiliza un solapamiento del 50 %, lo que significa que las ventanas consecutivas comparten la mitad de sus píxeles, proporcionando una mayor densidad de vectores de desplazamiento en el campo de flujo.

El uso adecuado del tamaño de la ventana de interrogación y del solapamiento es crucial para obtener un campo de velocidad preciso. Ventanas más grandes permiten un procesamiento más eficiente, pero a costa de la resolución espacial, mientras que ventanas más pequeñas ofrecen mayor detalle a costa de una mayor complejidad computacional y experimental.

En la actualidad, existen diversas variaciones al uso de las ventanas de interrogación, considerando tamaños distintos a los tradicionales que entregan una resolución mayor (2x2) u otros métodos que incorporan el uso de redes neuronales para determinar el desplazamiento, donde prácticamente se hace uso de pixel por pixel.

3.3.2.3. Estimadores de desplazamiento

La correlación cruzada es la técnica fundamental utilizada en PIV para determinar el desplazamiento de las partículas entre dos imágenes consecutivas. La correlación cruzada mide la similitud entre dos señales (en este caso, las intensidades de partículas en dos imágenes) a medida que una de las señales se desplaza en el tiempo o espacio. En el contexto de PIV, se calcula la correlación cruzada entre las intensidades de las partículas en dos ventanas de interrogación provenientes de imágenes tomadas en momentos ligeramente distintos.

La correlación cruzada está descrita matemáticamente por la siguiente ecuación:

$$R_{II}(x, y) = \sum_{i=-k}^k \sum_{j=-l}^l I(i, j) \cdot I'(i + x, j + y) \quad (3.46)$$

Donde $I(i, j)$ representa las intensidades en una ventana de la primera imagen, e $I'(i + x, j + y)$ representa las intensidades en la ventana correspondiente de la segunda imagen, desplazada por x e y . El desplazamiento (x, y) que maximiza esta correlación identifica el movimiento entre ambas ventanas. Esta operación se repite para todas las ventanas de interrogación en la imagen, proporcionando un campo de desplazamientos que posteriormente se transforma en un campo de velocidad.

Como se presenta en la Figura 3.16, el máximo de la función de correlación cruzada indica el desplazamiento promedio de las partículas dentro de la ventana de interrogación.

Al aplicar la correlación cruzada, se obtiene una matriz de correlación cuyo pico representa el desplazamiento promedio de las partículas en la ventana. Este pico se puede identificar mediante diferentes métodos de estimación subpíxel para mejorar la precisión en la determinación de la posición de máxima correlación. Los más comunes son conocidos como *three-point estimators* debido a que utilizan los tres puntos vecinos alrededor del máximo para refinar el cálculo del desplazamiento. Estos son detallados en la Tabla 3.6.

Peak Centroid utiliza un enfoque ponderado en función de la intensidad de correlación en los puntos vecinos. **Parabolic Peak Fit** asume que el pico de correlación sigue una forma parabólica, mientras que **Gaussian Peak Fit** emplea una función logarítmica bajo la suposición de que el perfil de correlación sigue una curva gaussiana. Es este último el más utilizado por la comunidad dada su robustez en los resultados.

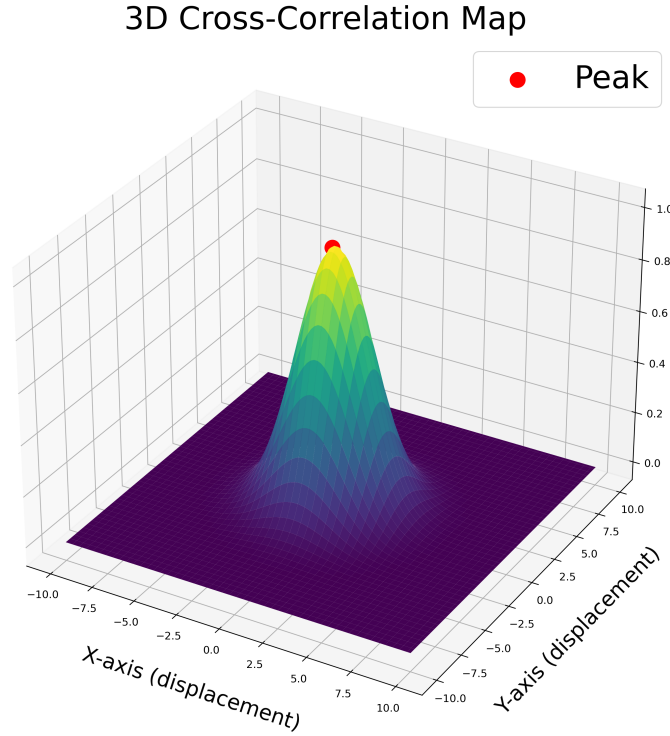


Figura 3.16: Representación gráfica de la correlación cruzada. Fuente: Elaboración Propia

3.3.2.4. Campos de Velocidad

La obtención de campos de velocidad se fundamenta en el análisis de los desplazamientos de las partículas trazadoras. Una vez que se han determinado los vectores de desplazamiento a través de la correlación cruzada de las ventanas de interrogación, se procede a calcular la velocidad del fluido en cada punto de la malla de medición.

La velocidad \mathbf{V} de un fluido se puede expresar matemáticamente como:

$$\mathbf{V}(x, y) = \frac{\Delta x}{\Delta t} \hat{i} + \frac{\Delta y}{\Delta t} \hat{j} \quad (3.47)$$

Donde Δx y Δy son los desplazamientos en las direcciones x e y respectivamente, y Δt es el intervalo de tiempo entre la adquisición de las dos imágenes. Esta relación implica que, al dividir el desplazamiento de las partículas por el tiempo que ha transcurrido, se obtiene la velocidad del fluido en la posición correspondiente.

Además, es importante considerar un factor de escala para convertir las unidades de los desplazamientos en píxeles a unidades físicas. Este factor de escala, que se define como la relación entre una distancia física conocida y su representación en píxeles en la imagen, se aplica en la siguiente manera:

$$\mathbf{V}_{\text{real}}(x, y) = \mathbf{V}(x, y) \cdot \text{Escala} \quad (3.48)$$

Función	Estimador
Peak Centroid	$\Delta x_0 = \frac{(i-1)R_{i-1,j} + iR_{i,j} + (i+1)R_{i+1,j}}{R_{i-1,j} + R_{i,j} + R_{i+1,j}}$
	$\Delta y_0 = \frac{(j-1)R_{i,j-1} + jR_{i,j} + (j+1)R_{i,j+1}}{R_{i,j-1} + R_{i,j} + R_{i,j+1}}$
Parabolic peak fit	$\Delta x_0 = i + \frac{R_{i-1,j} - R_{i+1,j}}{2R_{i-1,j} - 4R_{i,j} + 2R_{i+1,j}}$
	$\Delta y_0 = j + \frac{R_{i,j-1} - R_{i,j+1}}{2R_{i,j-1} - 4R_{i,j} + 2R_{i,j+1}}$
Gaussian peak fit	$\Delta x_0 = i + \frac{\ln R_{i-1,j} - \ln R_{i+1,j}}{2 \ln R_{i-1,j} - 4 \ln R_{i,j} + 2 \ln R_{i+1,j}}$
	$\Delta y_0 = j + \frac{\ln R_{i,j-1} - \ln R_{i,j+1}}{2 \ln R_{i,j-1} - 4 \ln R_{i,j} + 2 \ln R_{i,j+1}}$

Tabla 3.6: Estimadores para determinar el desplazamiento según la correlación cruzada. Fuente: [2]

Donde $\mathbf{V}_{\text{real}}(x, y)$ representa la velocidad en unidades físicas. De este modo, se obtiene un campo de velocidad que puede ser visualizado y analizado para evaluar el comportamiento del flujo en el área de estudio.

3.3.2.5. Vectores Espurios

La correlación cruzada de las ventanas de interrogación puede dar lugar a vectores de desplazamiento que no son representativos del movimiento real del flujo. Estas correlaciones pueden ser erróneas debido a diversas razones, como el ruido en las imágenes, la falta de trazadores suficientes o el comportamiento aleatorio de las partículas. Como resultado, algunos vectores de desplazamiento generados pueden no ser coherentes con la dinámica del flujo, lo que hace necesario identificar y eliminar estos vectores espurios para obtener un campo de velocidad confiable.

La calidad de la correlación cruzada se puede evaluar mediante el análisis de la relación señal-ruido (SNR) dentro de cada ventana de interrogación. El algoritmo utilizado en PIV identifica el pico más alto de la correlación, que corresponde al vector de desplazamiento más probable, y lo compara con el segundo pico más alto, que generalmente representa ruido o una correlación incorrecta. Una estimación de desplazamiento confiable se indica cuando la relación entre la intensidad del primer pico $I_{1\text{st peak}}$ y el segundo pico $I_{2\text{nd peak}}$ supera un umbral específico, asegurando que el pico de correlación principal sea significativamente más fuerte que cualquier ruido secundario.

Esta relación señal-ruido se expresa como:

$$\frac{I_{1st\ peak}}{I_{2nd\ peak}} \geq \text{threshold} \quad (3.49)$$

Donde el umbral es un valor definido por el usuario que debe ser mayor a 1.05, y que se establece comúnmente en función de la aplicación específica o de los datos que se procesan. Generalmente, umbrales más altos resultan en estimaciones de velocidad más confiables, ya que filtran correlaciones ambiguas o ruidosas. Sin embargo, umbrales excesivamente altos podrían descartar correlaciones válidas en regiones con señales más débiles, por lo que a menudo es necesario encontrar un equilibrio entre garantizar la precisión y conservar suficientes datos para un análisis significativo.

3.3.2.6. Open PIV

Python es un lenguaje de programación de alto nivel conocido por su sintaxis clara y legible, ampliamente utilizado en diversas disciplinas, incluyendo el procesamiento de imágenes y análisis numérico. En el ámbito de la PIV, Python se destaca gracias a bibliotecas especializadas como OpenCV y numpy. OpenCV proporciona herramientas para el procesamiento de imágenes y visión por computadora, mientras que numpy se centra en algoritmos específicos para este fin. Estas bibliotecas permiten realizar operaciones esenciales como filtrado, segmentación y seguimiento de partículas, fundamentales para el análisis en PIV.

La flexibilidad de Python facilita la implementación de flujos de trabajo personalizados adaptados a las necesidades específicas de cada estudio. Además, la activa comunidad de Python continuamente contribuye con nuevas herramientas y métodos, asegurando que los investigadores tengan acceso a las últimas técnicas de procesamiento de imágenes. En este contexto, la biblioteca *OpenPIV* se presenta como una opción viable para el cálculo de campos de velocidad, permitiendo obtener resultados precisos que representan la velocidad del fluido.

OpenPIV, desarrollada por Alex Liberzon et al. [13], ha evolucionado hasta convertirse en un recurso esencial para la comunidad científica y de ingeniería en estudios de flujos. Su origen como una iniciativa de código abierto busca proporcionar una plataforma accesible y eficiente para el análisis de PIV, y su continuo desarrollo ha sido impulsado por la colaboración de la comunidad científica. Un ejemplo notable de su aplicación se presentó en un artículo de la revista *Software X*, donde se utilizó para calcular el campo de velocidad de un ave en vuelo, un clásico problema en la dinámica de fluidos en la Figura 3.17.

La biblioteca OpenPIV destaca por su capacidad para procesar imágenes PIV y extraer información valiosa sobre la velocidad del flujo en sistemas fluidos. Ofrece una variedad de herramientas y métodos, incluyendo el seguimiento de partículas, la correlación cruzada y la generación de campos de velocidad. Además, en sus últimas actualizaciones, incluye herramientas para el pre-procesamiento de imágenes, como mejorar el contraste, reducir el fondo y aplicar técnicas de above-below.

La adaptabilidad de OpenPIV a diferentes configuraciones experimentales y su integración con otras bibliotecas y herramientas de procesamiento de imágenes la convierten en la elección preferida para investigadores y profesionales que buscan realizar análisis precisos y eficientes. En resumen, OpenPIV juega un papel crucial en la investigación experimental de la dinámica de fluidos, demostrando el impacto positivo que las iniciativas de código abierto pueden tener en la comunidad científica.

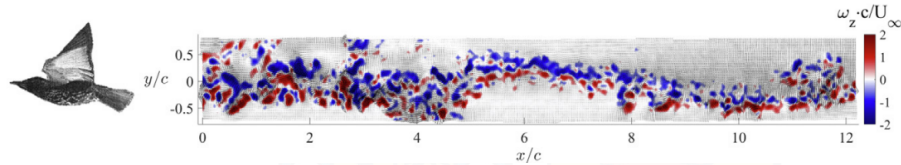


Figura 3.17: Campo de velocidad de un ave al volar. Fuente: [13]

3.3.3. Implementación de PIV en Estudios de Combustión

La implementación de PIV en estudios de combustión ofrece una perspectiva para comprender los campos de velocidad en llamas pulsadas. La información detallada sobre la distribución y variación de la velocidad dentro de las llamas proporciona una visión de los procesos dinámicos que tienen lugar durante la combustión. Algunas de las razones clave que destacan la relevancia de conocer y visualizar el campo de velocidad en llamas pulsadas son las siguientes:

- Las llamas pulsadas experimentan fluctuaciones en el tiempo debido a la modulación acústica u otros fenómenos. Con PIV, se pueden identificar y caracterizar las zonas de mayor variabilidad temporal en el campo de velocidad, lo que proporciona información sobre la interacción de la pulsación sobre la llama.
- La implementación de PIV no solo proporciona información sobre la velocidad del flujo, sino que también abre la posibilidad de calcular campos de deformación. El análisis de la deformación en las llamas pulsadas permite comprender mejor cómo las variaciones en la velocidad se traducen en deformaciones locales, lo que contribuye a una evaluación más completa de la dinámica del flujo y sus efectos en la combustión.

4 | Estado del Arte

En esta sección, se abordará una revisión de la literatura académica y la investigación previa relacionada con los temas a tratar en este estudio. El estado del arte es fundamental para contextualizar y comprender la posición actual de la investigación en este campo. Esta revisión permitirá identificar aquellos aspectos de los que no se tiene el conocimiento, los avances significativos y las tendencias emergentes que han influido en la formulación de la presente tesis.

4.1. Combustión

La combustión se define como un proceso químico en el cual un combustible, comúnmente en forma de gas o líquido, reacciona con un oxidante, como el oxígeno presente en el aire, dando lugar a la generación de calor, luz y la formación de productos de reacción. Esta reacción exotérmica libera energía en forma de calor, lo que conlleva a un incremento de la temperatura y, a menudo, a la aparición de llamas. En el ámbito de la investigación relacionada con quemadores de laboratorio, se pone un fuerte énfasis en el control de este proceso con el fin de lograr una combustión eficiente y cuidadosamente regulada. Esto implica la optimización de la mezcla de combustible y oxidante, así como la comprensión detallada de los fenómenos de difusión que acontecen en las llamas, con el propósito de mejorar el rendimiento y reducir las emisiones perjudiciales. Diversos autores han contribuido al estudio de la combustión, como lo detalla Warnatz et al [22], cuyo objetivo principal es establecer los fundamentos para una comprensión más profunda de los procesos de formación de reacciones en llamas.

4.1.1. Llamas no-premezcladas

El concepto de llamas no-premezcladas o llamas difusas es desarrollado al igual que Warnatz por Pello et al [5] [22], el cual reviste de gran importancia en diversos contextos, y su comprensión es fundamental para aplicaciones industriales y tecnológicas, como la industria aeroespacial. En este tipo de llamas, la característica principal es que el combustible y el oxidante se mantienen separados hasta el momento de la reacción. A diferencia de las llamas premezcladas, donde el combustible y el oxidante se mezclan previamente en proporciones controladas, en las llamas no-premezcladas, la mezcla ocurre en el mismo instante en que se encienden, generando una zona de reacción altamente dinámica.

Este enfoque es particularmente relevante en procesos industriales a gran escala, donde mantener los componentes reactivos por separado puede ser esencial desde el punto de vista de la seguridad. Un ejemplo claro de esta aplicación se encuentra en la industria aeroespacial [22], donde los

motores de avión emplean llamas no-premezcladas debido a la necesidad de almacenar y transportar combustible y oxidante en condiciones seguras.

4.1.2. Hidrógeno

Durante los últimos años, se ha acrecentado el estudio del hidrógeno como combustible, el cual permite generar un mayor poder calorífico [5] y una menor generación de volumen de hollín, tal y como expone Wang et al [45] en su estudio de la adición de hidrógeno en llamas que contienen metano y etileno, y concluye que existe un decaimiento en la formación de hollín. Por otro lado, Shunta et al [46] realiza un experimento similar donde adiciona hidrógeno y aumenta el índice de oxígeno, concluyendo que al aumentar el porcentaje de hidrógeno, existe una disminución en la formación de hollín, sin embargo, que sobre ciertos rangos, la llama se vuelve inestable, lo que podría llegar a ser peligroso si se aplicase a gran escala.

4.1.3. Llamas pulsadas

Las llamas perturbadas o pulsadas acústicamente representan un fenómeno de gran relevancia en el ámbito de la investigación de la combustión y los procesos industriales. Este fenómeno se caracteriza por la influencia de ondas sonoras u otras perturbaciones acústicas en la intensidad y la velocidad de la llama, generando oscilaciones periódicas en su comportamiento. Esta variación en la llama puede ser provocada por diversos factores, como el diseño de la cámara de combustión, la velocidad del flujo de gases, o la interacción de la llama con las características acústicas del entorno. En primera instancia, el estudio de este tipo de llamas era conocido como *flickering flames* o llamas parpadeantes en español, donde en 1986, Buckmaster & Peters [47], realizarían una publicación acerca de este tipo de llamas, dando una explicación teórica del porqué ocurre este fenómeno, comentando que existe una relación directa al movimiento del fluido de combustible y la interacción con la gravedad, lo que permitiría una mejora en la eficiencia de la combustión.

De lo anterior, se evidencia la importancia de comprender y controlar las llamas perturbadas ya que existe un impacto significativo en una amplia gama de aplicaciones industriales. Desde motores de combustión interna en vehículos automotores hasta sistemas de generación de energía y procesos de calentamiento en la industria, estas fluctuaciones en la intensidad de la llama pueden tener un efecto directo en la eficiencia global de la combustión, la estabilidad del proceso y la generación de emisiones nocivas [48]. Como se presenta en el estudio de Cepeda et al [49], quién estudia la influencia del índice de oxígeno sobre una llama que es perturbada, teniendo como resultados una disminución en la formación de volumen de hollín.

En los años siguientes, se realizan diversos estudios para la aplicación de la pulsación de las llamas, como es el caso de Conelly [8], quién en su tesis doctoral propone una ecuación para obtener la modulación de forzamiento con una directa dependencia del voltaje que se impone. Por otro lado, Foo [20], añadiría un nuevo punto de vista a esta relación, considerandola senoidal, ya que el voltaje impuesto proviene de una señal de esta misma función. Sin embargo,

hoy en día aún no existe una relación que predomine sobre otra, por lo que es necesario que existan más estudios acerca de esto.

La investigación en este campo es fundamental, ya que busca abordar los desafíos asociados con las llamas perturbadas, tanto en términos de comprensión de los mecanismos subyacentes como en la identificación de estrategias de control efectivas. Como lo hace el estudio de Zhang et al [48] en un quemador industrial, donde se hace uso de dos parlantes ubicados paralelamente, generando cambios de presión en la salida de combustible lo que produce un aumento en la eficiencia de la combustión.

4.2. Particle Image Velocimetry

La técnica de Particle Image Velocimetry (PIV) ha emergido como una herramienta esencial en la investigación de flujos fluidos en una variedad de campos, desde la ingeniería y la aerodinámica hasta la oceanografía y la biología. Esta Permite una medición precisa y no intrusiva de la velocidad y el patrón de movimiento de partículas en un flujo, lo que proporciona una valiosa visión de los fenómenos de transporte y las interacciones de fluidos.

4.2.1. Origen de la técnica PIV

Los primeros pasos en el desarrollo de PIV se remontan al comienzo del siglo pasado, cuando el eminente físico e ingeniero alemán, Ludwig Prandtl [2], desempeñó un papel pionero al emplear partículas en un túnel de viento con el fin de visualizar el movimiento del flujo. Aunque en aquel entonces las limitaciones tecnológicas de la época no permitían la obtención de mediciones cuantitativas de velocidad, estos experimentos iniciales sentaron las bases para futuras investigaciones en la medición de velocidades en flujos de fluidos.

No obstante, no sería sino hasta la década de los 90 cuando se lograron avances significativos en la técnica, gracias a la incorporación de cámaras de alta velocidad. Estas cámaras permitieron la captura precisa de partículas en movimiento, abriendo la puerta a la posibilidad de medir y analizar campos de velocidad de manera cuantitativa [50]. En esta misma década, el investigador Markus Raffel desempeñó un papel destacado al publicar un método que revolucionó la aplicación de PIV en el ámbito de la aerodinámica, marcando un hito en la evolución de esta técnica. Posteriormente, Raffel, en colaboración con otros investigadores experimentales, desarrolló una guía práctica para la aplicación de PIV [2].

Hoy en día, los avances en esta técnica son notables, lo que permite la creación de campos tridimensionales de velocidad y su aplicación en escalas microcelulares, entre otras innovaciones significativas.

4.2.2. Aplicaciones

La versatilidad de la técnica de PIV ha permitido su adopción en diversas disciplinas, donde desempeña un papel fundamental en la medición y análisis de campos de velocidad. A continuación, se presentan algunas de las aplicaciones más destacadas:

4.2.2.1. Combustión

La aplicación de PIV en el estudio de la combustión ha sido de gran relevancia. La técnica permite la visualización y cuantificación de los campos de velocidad generados en las llamas, lo que es esencial para predecir el comportamiento del fluido durante el proceso de combustión. Trabajos como el de Connelly [8], que utiliza partículas trazadoras de agua con azúcar en el quemador Santoro, o el estudio de Foo [20], quien aplica PIV con partículas de Dióxido de Titanio en su tesis doctoral, sobre el quemador Yale en una llama perturbada acústicamente, ejemplifican la innovadora utilización de PIV en la obtención de campos de velocidad en entornos de alta temperatura y reacciones químicas.

4.2.2.2. Aerodinámica del helicóptero

En el campo de la aerodinámica de helicópteros, PIV se ha convertido en una herramienta esencial para el estudio de los campos de velocidad y la caracterización de desprendimientos de la capa límite en las hélices de estos vehículos. La técnica proporciona una valiosa visualización del movimiento del flujo, lo que contribuye al diseño y mejora de la eficiencia y la seguridad de los helicópteros. Estudios como el de Matías et al [51] permiten evidenciar la aplicación de PIV en escalas mayores, destacando su alcance en aplicaciones aeroespaciales.

4.2.2.3. Micro PIV

El Micro PIV, una extensión de PIV a nivel microscópico, se ha convertido en una herramienta vital en la investigación y desarrollo de dispositivos y sistemas a pequeña escala. Se aplica en estudios de flujo en microcanales, células y microdispositivos, lo que tiene aplicaciones en áreas tan diversas como la tecnología médica y la microfluídica. Por ejemplo, el estudio de Zhai et al [52] sobre microdispensadores de calor demuestra cómo el Micro PIV se utiliza en el diseño y optimización de componentes tecnológicos de tamaño reducido.

Estas son solo algunas de las muchas aplicaciones de PIV que abarcan desde la investigación en combustión y aerodinámica hasta el diseño de sistemas microscópicos. La técnica sigue evolucionando y expandiendo sus aplicaciones en una amplia gama de campos.

4.2.3. Proper Orthogonal Decomposition (POD)

La Proper Orthogonal Decomposition (POD), también conocida como Principal Component Analysis (PCA) en estadística, tiene sus raíces en el análisis de datos multivariados y se ha convertido en una herramienta valiosa en la mecánica de fluidos y la dinámica de fluidos computacional (CFD).

El análisis de componentes principales (PCA) en estadísticas es la versión original de esta técnica, utilizada para descomponer datos multivariados en componentes principales no correlacionados. Su objetivo principal es encontrar una representación más compacta de los datos originales, conservando la máxima información sobre la variabilidad en los datos.

La técnica de PIV es ampliamente utilizada para medir velocidades en campos de flujo, generando una gran cantidad de datos en diferentes componentes de velocidad, lo que puede complicar el análisis, especialmente en flujos tridimensionales. Aquí es donde la POD desempeña un papel crucial al analizar y reducir la dimensionalidad de los datos de campo de velocidad obtenidos mediante técnicas como la PIV. La POD puede identificar los modos dominantes de variación en los datos, simplificando así su análisis [2].

La POD se ha convertido en una técnica relativamente nueva pero esencial, que permite realizar un post-procesamiento de los datos recopilados por la PIV, lo que facilita la identificación de patrones y la comprensión de las estructuras de flujo dominantes.

4.3. Conclusiones parciales

- **Aceptación de la Técnica PIV en el Estudio de Llamas:** La revisión del Estado del Arte confirma que la aplicación de la técnica PIV en el estudio de llamas ya ha sido ampliamente implementada y aceptada por la comunidad científica. Esto demuestra la eficacia de PIV para medir velocidades en campos de flujo y su relevancia en la investigación de combustión.
- **Importancia de las Llamas Perturbadas Acústicamente:** La revisión destaca la relevancia de estudiar las llamas perturbadas acústicamente, especialmente en aplicaciones industriales. La modulación de la llama a través de perturbaciones acústicas puede tener un impacto significativo en la eficiencia de la combustión y la generación de emisiones, lo que subraya la importancia de comprender y controlar este fenómeno.
- **Desafíos en Llamas no Premezcladas:** A pesar de los avances en el uso de PIV en llamas, la revisión señala un tema no abordado en la literatura revisada: el comportamiento de las llamas no premezcladas en relación con la modulación de la llama y su dependencia del voltaje impuesto. Aunque Connelly propone una relación lineal y Foo una relación senoidal, estos estudios se han realizado a modulaciones de baja amplitud. Esto plantea un área de investigación prometedora para futuros estudios, donde se exploraría si estas ecuaciones se mantienen válidas en una gama más amplia de condiciones.

5 | Metodología

En esta sección se describe el enfoque seguido para validar y aplicar la técnica de Velocimetría por Imágenes de Partículas (PIV) en el estudio del campo de velocidades de un flujo, tanto inerte como reactivo. El proceso metodológico se divide en tres etapas principales: la validación de la librería OpenPIV mediante el uso de un caso sintético, la obtención de mediciones experimentales con diferentes partículas trazadoras, y finalmente, el análisis de los errores asociados a las mediciones.

5.1. Validación de Open PIV

Antes de aplicar técnicas avanzadas de procesamiento de datos a mediciones experimentales complejas, es crucial validar el código de código abierto empleado para el análisis, en este caso, la biblioteca OpenPIV, con el fin de minimizar posibles errores. Para este propósito, se desarrolló un marco numérico utilizando los resultados de simulación de la llama de Gülder, obtenidos de CoFlame, como referencia o verdad de base, tal como se describe en Chernov et al. [53].

5.1.1. PIV Sintético

El campo de velocidad del flujo fue extraído de las simulaciones de la llama para generar datos sintéticos de PIV. Se diseñó un script personalizado en Python para simular el movimiento de partículas a través de este campo de velocidad, replicando las condiciones observadas en experimentos reales. Las partículas sin masa fueron sembradas en la base del dominio computacional, con posiciones iniciales distribuidas aleatoriamente a lo largo de la dirección radial. En cada paso de tiempo, δt , se introducía un nuevo conjunto de N partículas en ubicaciones radiales aleatorias, logrando un flujo de partículas de 25 partículas por δt , lo que es consistente con condiciones típicas de siembra en PIV.

Las partículas fueron rastreadas y se renderizaban a intervalos de δt^* , apareciendo como círculos blancos con un diámetro de 2 micrones en un fondo negro. Para replicar de manera más precisa las condiciones experimentales, se incorporaron características adicionales como la estructura de la llama y artefactos relevantes en cada cuadro. En particular, la estructura de la llama se añadió utilizando información de la fracción de volumen de hollín de la llama simulada, lo que corresponde a lo que puede capturarse en las mediciones experimentales. Además, se introdujeron variaciones en la intensidad de fondo debido a diferencias entre el primer y segundo pulso láser.

Los cuadros individuales se compilan en un video procesable por OpenPIV. El campo de velocidad obtenido del video PIV sintético se compara con el campo numérico original para evaluar la precisión y robustez de OpenPIV, asegurando así su rendimiento fiable para posteriores mediciones experimentales.

5.1.2. Procesamiento de Datos con OpenPIV

El procesamiento de datos con OpenPIV implica varias etapas, comenzando con el pre-procesamiento de las imágenes para mejorar la relación señal-ruido (SNR). El objetivo del pre-procesamiento es asegurar que la señal de las partículas trazadoras se distinga claramente del ruido, donde la principal fuente de interferencia es la llama, que puede oscurecer la señal de las partículas. Para abordar esto, se aplica una máscara a las imágenes para eliminar la llama, dejando únicamente la señal de las partículas trazadoras. Adicionalmente, se realiza un filtrado de imágenes para separar aquellas con alta densidad de partículas de aquellas con baja densidad, asegurando que solo se procesen imágenes adecuadas.

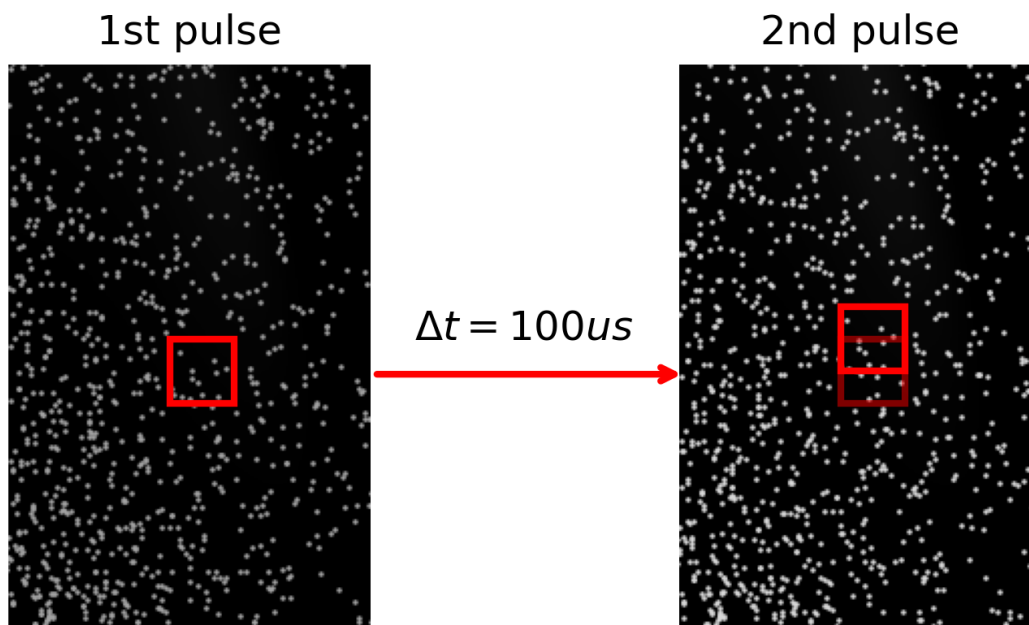


Figura 5.1: Desplazamiento de ventanas de interrogación de 32x32 con un solapamiento del 50 % en las imágenes sintéticas. Fuente: Elaboración Propia.

Tras el pre-procesamiento, las imágenes se introducen en el algoritmo de OpenPIV para calcular los campos de velocidad. El paso clave es la técnica de ventanas de interrogación, donde la imagen se divide en pequeñas sub-regiones denominadas ventanas de interrogación. En este estudio, se utilizan ventanas de 32x32 píxeles con un solapamiento del 50 % (ver Figura 5.1). El desplazamiento de las partículas entre cuadros sucesivos se determina rastreando el movimiento de la ventana de interrogación de un cuadro al siguiente, y el solapamiento garantiza que no se pierda información relevante.

El paso de post-procesamiento involucra la validación de los campos de velocidad calculados. Esta validación se basa en varios criterios, incluyendo la relación señal-ruido (SNR) y la identificación de vectores espurios. Los vectores de velocidad que caen fuera de un rango razonable o se desvían significativamente de los vectores circundantes son marcados como outliers y descartados. Este proceso garantiza que los campos de velocidad finales sean precisos y fiables, minimizando el ruido y los datos espurios.

5.2. Caracterización de pulsación acústica

El perfil de velocidad del combustible a la salida del tubo es la variable clave que caracteriza el nivel de forzamiento (o modulación) en la inyección del combustible y permite la comparación entre los diferentes resultados reportados por la comunidad científica. La modulación de la inyección de combustible se regula mediante la frecuencia y amplitud de la señal sinusoidal entregada al altavoz, lo que genera una evolución temporal en la velocidad de salida.

Por ejemplo, Connelly et al. [8] utilizaron PIV para obtener una correlación entre la amplitud de la señal sinusoidal y la velocidad promedio en el centro del tubo de combustible, en un quemador tipo Santoro, bajo flujo inerte (sin combustión). Foo et al. [20] emplearon un anemómetro de hilo caliente para medir la velocidad en un quemador tipo Yale.

No obstante, la velocidad de salida del flujo de combustible depende del diseño y la estructura de la señal sinusoidal, así como del tipo de quemador y altavoz utilizado, y según el conocimiento de los autores, esta información no siempre se reporta con detalle. Para caracterizar el flujo de salida, se define la variación temporal de la amplitud en la respuesta del flujo ($\alpha(t)$) como [20]:

$$\alpha(t) = \frac{V_c(t) - \bar{V}_c}{\bar{V}_c} \quad (5.1)$$

Donde $V_c(t)$ es la velocidad en el centro del flujo y \bar{V}_c es la velocidad promedio en el centro del flujo a una altura sobre el quemador (HAB) de 2 mm.

Una vez caracterizada la pulsación acústica para la señal sinusoidal, se plantea la incursión en otro tipo de señales como lo es la función rampa.

5.3. Mediciones Experimentales

En este trabajo se llevan a cabo mediciones experimentales utilizando un quemador de coflujo ISF-4, empleando dos configuraciones distintas según el estado del experimento: la Configuración A para el caso inerte y la Configuración B para el caso reactivo. El quemador, basado en las especificaciones proporcionadas por el grupo de Yale, ha sido ampliamente

utilizado para el estudio de llamas de difusión laminares y, en particular, para el análisis de llamas forzadas acústicamente, lo cual es de gran relevancia para el presente estudio.

5.3.1. Caso Inerte

La Figura 5.2 muestra el aparato experimental utilizado para los experimentos en flujo inerte. En este caso, las llamas de difusión laminar fueron estabilizadas en un quemador coflujo (1), construido de acuerdo con las especificaciones del grupo de Yale [54, 8]. El tubo central de combustible tiene un diámetro ligeramente menor (3.9 mm) en comparación con el especificado originalmente (4.0 mm), por lo que las tasas de flujo de combustible y oxidante fueron ajustadas cuidadosamente para garantizar una velocidad de salida promedio de 35 cm/s a temperatura (21° C) y presión estándar (1 atm).

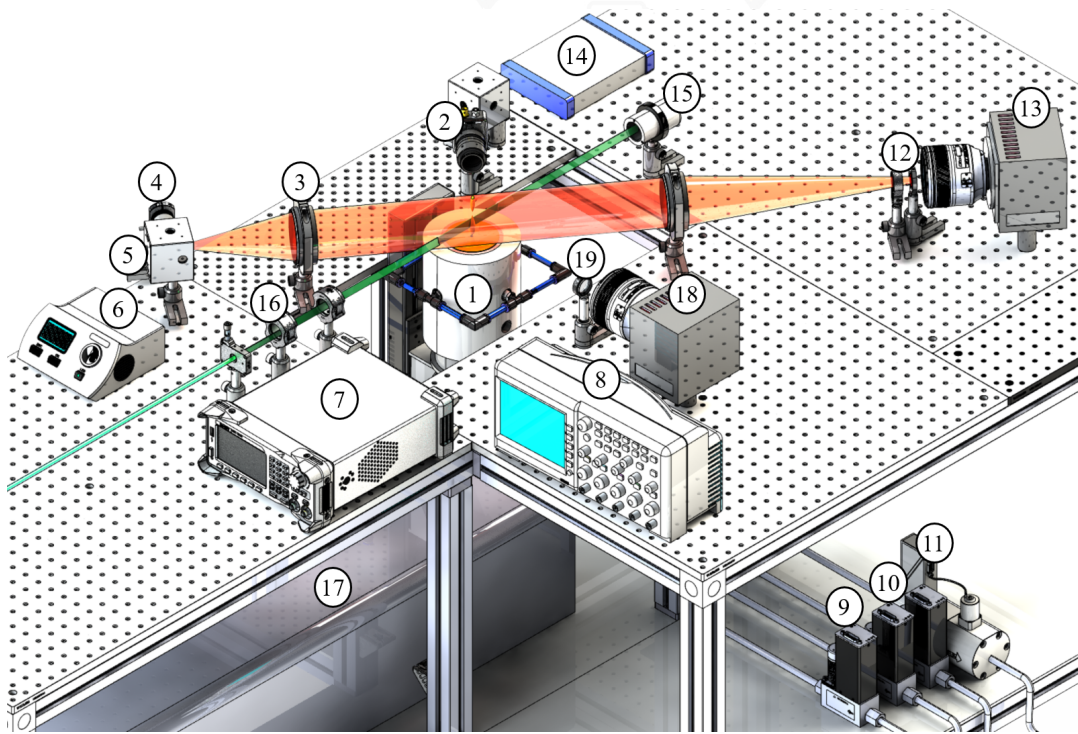


Figura 5.2: Configuración experimental utilizada para **emisión de la llama y atenuación de la línea de visión**: (1) quemador Yale, (2) fotodiodo rápido, (3) lente acromática, (4) LEDs pulsados, (5) esfera integradora, (6) controlador de LEDs, (7) generador de funciones, (8) osciloscopio, (9-11) controladores de flujo másico térmico, (12) filtro de densidad neutra con filtro de paso de banda de 650 nm (o 800 nm), (13) cámara de alta velocidad, (14) generador de pulsos. Dispositivos utilizados para **velocimetría por imágenes de partículas (PIV)**: (15) absorbedor de haz, (16) óptica para lámina: rendija ajustable, lentes esféricas y cilíndricas, (17) láser Nd:YAG de doble cavidad, (18) cámara de alta velocidad, (19) filtro de paso de banda. Fuente: [14]

Para inducir fluctuaciones de presión durante la inyección de combustible, se colocó un altavoz Dayton Studio ND90-4 debajo del tubo central del quemador, el cual fue modulado mediante un generador de funciones Rigol DG-1022 Z (7) con una onda sinusoidal de 20 Hz. Esta configuración permitió generar una mezcla de combustible que contenía un 32 % de etileno y un 68 % de nitrógeno en fracción molar, rodeada por un flujo de aire coflujo, suministrado

al quemador a través de tres controladores de flujo másico térmicos Bronkhorst (9, 10, y 11). Estas condiciones generaron la llama coflujo ISF-4 [55], referencia común para estudios de llamas acústicamente forzadas [56].

Además de las mediciones de velocidad mediante Velocimetría por Imágenes de Partículas (PIV), se realizaron mediciones de extinción de luz y emisión de la llama para obtener fracción volumétrica de hollín y temperatura de la llama. Para ello, se utilizó un sistema óptico similar al descrito por Cruz et al. [57], donde LEDs pulsados (TH M660L2 y M810L5) (4), acoplados a una esfera integradora (5) y una lente acromática (3), generaron un fondo colimado uniforme. Las imágenes de emisión atenuada de la llama fueron capturadas con una cámara Photron Mini AX-50 (13) equipada con un filtro de paso de banda de 650 y 800 nm (12), empleando un filtro de densidad neutra para mantener tiempos de exposición consistentes. Este sistema permitió realizar mediciones espectralmente resueltas de la emisión de hollín y su temperatura. Estas mediciones no fueron parte del procedimiento PIV, pero sus resultados serán presentados en la sección de resultados.

Para los experimentos de PIV, se utilizaron partículas de humo generadas por varillas de incienso como trazadores en el flujo inerte, lo que permitió seguir la dinámica del flujo de forma precisa gracias a su bajo número de Stokes (1.5×10^{-5}) [58]. Un láser Nd:YAG (17) de doble cavidad generó una lámina láser de $700 \mu\text{m} \times 45 \text{ mm}$ en la salida del tubo de combustible, iluminando las partículas de humo en la región de interés. Se capturaron 100 pares de imágenes de partículas con una cámara Photron Mini AX-100 (18), montada perpendicular a la lámina láser y sincronizada con los disparos del láser.

El tiempo entre disparos del láser se ajustó para cada fase de los veinte ciclos de la llama, variando entre 200 y 450 μs , con el fin de asegurar un desplazamiento adecuado de las partículas dentro de las ventanas de interrogación. Las imágenes capturadas fueron procesadas mediante el software OpenPIV [13], utilizando ventanas de interrogación de 64×64 y 32×32 píxeles, con un 50% de solapamiento, lo que resultó en campos vectoriales con una resolución espacial de 0.25 mm. Las mediciones de PIV se realizaron bajo condiciones inertes (sin llama) para medir la respuesta temporal del flujo de combustible, de acuerdo con Connelly et al. [8] y Foo et al. [20].

Finalmente, un fotodiodo de alta velocidad (2) se utilizó para monitorizar la evolución temporal de la llama y sincronizar la captura de imágenes en cada fase del ciclo, lo que permitió verificar la correcta sincronización de los sistemas de medición.

5.3.2. Caso Reactivo

El montaje experimental utilizado para el caso reactivo, que se muestra esquemáticamente en la Figura 5.3, fue diseñado para medir las propiedades ópticas y de velocidad de las llamas de etileno/nitrógeno utilizando una combinación de las técnicas de velocimetría por imágenes de partículas (PIV) y atenuación a lo largo de la línea de visión (LOSA). Esta configuración ha sido validada en estudios previos [14], y permite la generación de llamas de

difusión axiales y laminares bajo condiciones controladas.

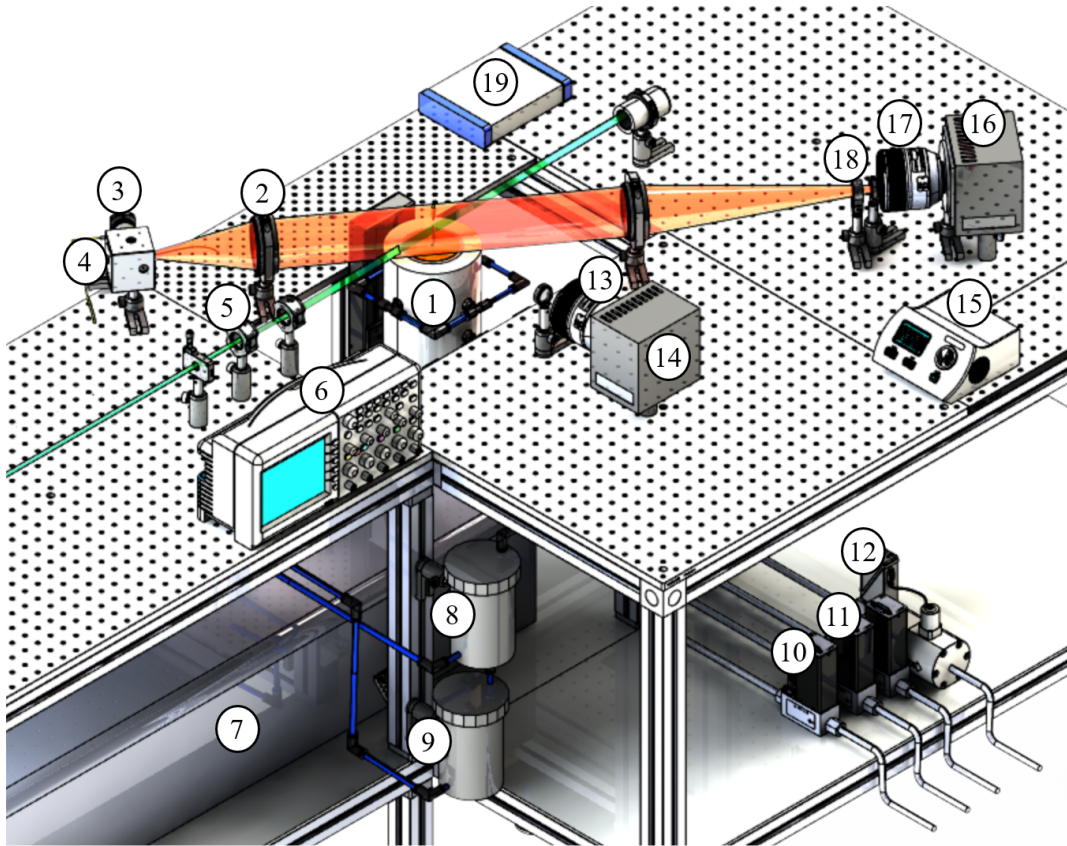


Figura 5.3: Técnica de atenuación a lo largo de la línea de visión (LOSA): (1) Quemador Yale, (2) Lente acromática, (3) Fuente LED Thorlabs M660L2, (4) Esfera de integración, (6) Osciloscopio, (10) Medidor de flujo másico de combustible, (11) Medidor de flujo másico de gas inerte, (12) Medidor de flujo másico de aire, (15) Controlador de LED, (16) Cámara CCD de alta velocidad, (17) Lente Nikkor de 105 mm, (18) Filtro ND con filtro de paso de banda de 810 nm, (19) Generador de pulsos Quantum 9200+. **Técnica de velocimetría por imágenes de partículas (PIV):** (5) Arreglo óptico, rendija ajustable, lentes esféricas y cilíndricas, (7) Láser Nd:YAG de doble cavidad, (8) Inyector de partículas ZrO_2 para la inyección de combustible, (9) Inyector de partículas ZrO_2 para la inyección de oxidante, (13) Filtro de paso de banda de 532 nm, (14) Cámara CCD de alta velocidad.

La llama reactiva se produjo utilizando un quemador de coflujo tipo Yale [55], con etileno como combustible y nitrógeno como gas inerte. La mezcla de combustible, que consistía en 41.7% de etileno y 58.3% de nitrógeno por volumen, fue inyectada a través del quemador utilizando controladores de flujo másico (10, 11), con tasas de flujo ajustadas para asegurar una velocidad de salida de 35 cm/s a condiciones estándar. El aire se utilizó como oxidante, regulado a una tasa de flujo de 91.3 lpm mediante un controlador de flujo másico separado (12). El control sobre las tasas de flujo permitió un ajuste preciso de la estructura y estabilidad de la llama durante las mediciones.

En el caso reactivo, se empleó la técnica de PIV planar para capturar los componentes de la velocidad en la llama. El sistema utilizó un láser Nd:YAG de doble cavidad (7), que emitía pulsos a 532 nm con una energía de 150 mJ por pulso a una frecuencia de 20 Hz. Se generó una hoja láser vertical a través de una serie de componentes ópticos, incluidas lentes esféricas

y cilíndricas (5), que fue dirigida a través del eje del quemador, permitiendo la visualización del movimiento de partículas en el flujo. Se utilizaron partículas de óxido de circonio (ZrO_2) con un diámetro promedio de $1.0 \mu m$ como trazadores para ambos flujos, el de combustible y el de aire (8, 9). Estas partículas fueron seleccionadas por su alta densidad (5680 kg/m^3), lo que asegura un número de Stokes bajo (1.2×10^{-6}), cumpliendo con el criterio de que las partículas siguen adecuadamente el flujo del fluido.

El sistema de inyección de partículas consistía en dos lechos fluidizados, uno para el combustible y otro para el aire, diseñados para inyectar las partículas trazadoras en el flujo sin alterar las condiciones iniciales del mismo. Cada lecho estaba conectado a través de líneas de derivación situadas aguas abajo de los controladores de flujo másico, garantizando una dispersión homogénea de las partículas en la llama. Se capturaron 200 pares de imágenes utilizando una cámara CCD de alta velocidad (14) con un filtro de paso de banda de 532 nm (13), sincronizada con los pulsos del láser mediante un generador de pulsos (19). Las ventanas de interrogación se redujeron progresivamente de 64×64 a 32×32 píxeles con un 50 % de solapamiento, proporcionando una resolución espacial de 0.034 cm para el campo de velocidad.

Para las mediciones ópticas, se utilizó la técnica de LOSA para determinar la fracción de volumen de hollín y la temperatura en la llama. Un LED pulsado (3), que generaba luz difusa a través de una esfera de integración (4), se utilizó como fuente de luz. La luz colimada pasó a través de la llama, y la señal atenuada fue capturada por una cámara de alta velocidad (16) equipada con un lente Nikkor de 105 mm (17) y un filtro de paso de banda de 800 nm (18). También se colocó un filtro de densidad neutra (ND) frente a la cámara para evitar la saturación y mantener tiempos de exposición constantes durante las mediciones. La cámara fue sincronizada con el generador de pulsos, y se registraron un total de 250 pares de imágenes de extinción/emisión para mejorar la robustez estadística de las mediciones.

El sistema óptico fue calibrado utilizando un estándar de radiancia absoluta, lo que permitió convertir los datos de emisión de la llama en valores de temperatura del hollín. La calibración aseguró que se replicaran las mismas condiciones ópticas, lo que permitió la extracción precisa de las propiedades del hollín a partir de los campos de emisión de la llama. La configuración telecéntrica del sistema óptico minimizó los efectos de distorsión del haz, y el uso de un diafragma con un número f elevado mejoró la uniformidad de la fuente de luz a lo largo del área de medición.

6 | Resultados

En este capítulo se presentan los resultados obtenidos a partir de una serie de experimentos y simulaciones que abarcan diversas técnicas de análisis de flujo y temperatura en llamas con características pulsantes y reactivas.

Se comienza con la validación de los campos de velocidad utilizando datos de PIV sintético, lo que permite asegurar la precisión de las técnicas empleadas. Posteriormente, se aborda la caracterización de la modulación de la llama en la Configuración A, analizando cómo la pulsación y la inyección de combustible afectan tanto a la dinámica del flujo como a las distribuciones de temperatura y fracción en volumen de hollín.

Adicionalmente, se analiza el comportamiento de la velocidad para la Configuración A en condiciones inertes, proporcionando un marco de referencia para comparaciones posteriores con el caso reactivo. En la Configuración B, que presenta una mayor cantidad de combustible y, por ende, una mayor presencia de hollín, se obtienen los campos de velocidad para el caso reactivo.

Finalmente, se incursiona en la implementación de una señal rampa para la modulación de la llama, con el objetivo de comparar su comportamiento con la señal sinusoidal, ambas moduladas al 50%. Este análisis comparativo para la Configuración B busca destacar las diferencias en el comportamiento de la llama bajo distintos patrones de modulación, proporcionando así información valiosa sobre el impacto de diferentes estrategias de inyección en la estructura y dinámica del flujo reactivo.

6.1. PIV Sintético

La validación de la técnica PIV implementada con la librería OpenPIV se realizó comparando los resultados obtenidos con los campos de velocidad sintéticos generados mediante la simulación CoFlame. En las Figuras 6.1 y 6.2 se muestran los campos de velocidad axial y radial, así como sus respectivos perfiles radiales. Los resultados demuestran un alto grado de similitud entre ambos conjuntos de datos.

En la Figura 6.1, se comparan los campos de velocidad axial obtenidos a partir de los datos sintéticos y los campos obtenidos mediante el procesamiento con OpenPIV. Se observan mínimas diferencias entre ambos, confirmando la precisión del algoritmo de OpenPIV para capturar este componente de la velocidad. De manera similar, en la Figura 6.2 se observa que los campos de velocidad radial presentan perfiles consistentes, con desviaciones leves entre los datos sintéticos y los obtenidos mediante OpenPIV.

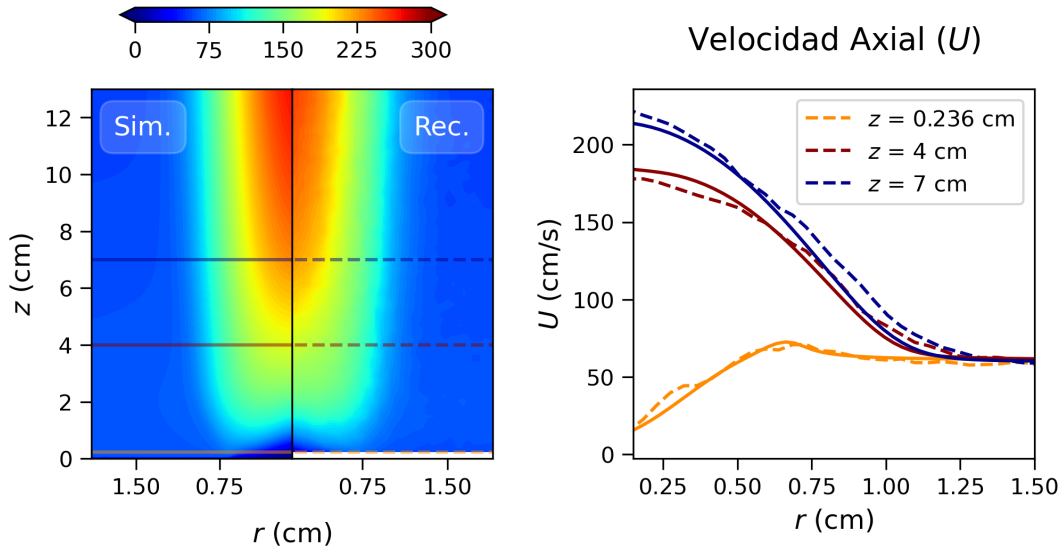


Figura 6.1: Campos de velocidad axial (izquierda: datos sintéticos obtenidos de CoFlame; derecha: datos obtenidos mediante OpenPIV) y perfiles radiales (derecha).

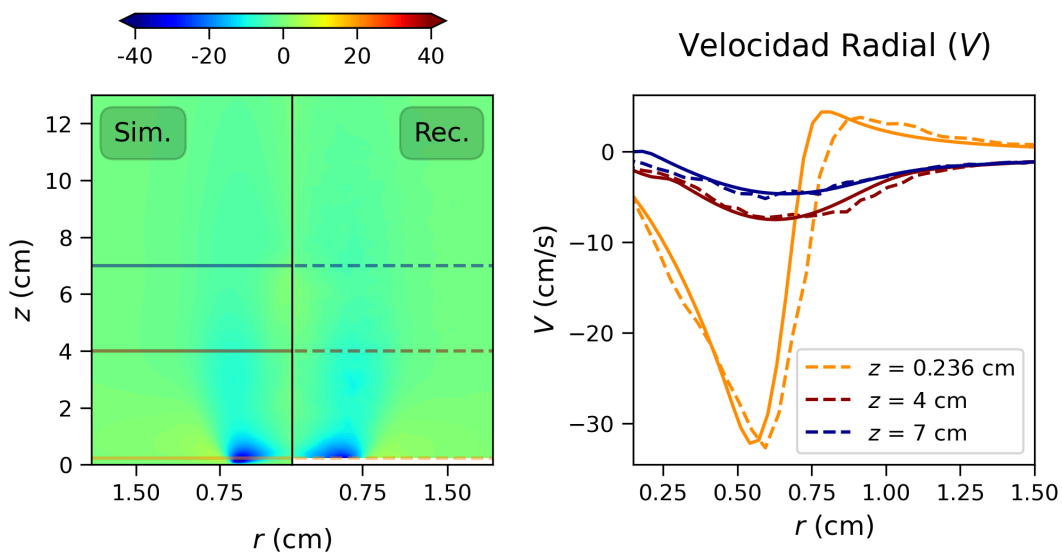


Figura 6.2: Campos de velocidad radial (izquierda: datos sintéticos obtenidos de CoFlame; derecha: datos obtenidos mediante OpenPIV) y perfiles radiales (derecha).

Las pequeñas diferencias observadas pueden atribuirse principalmente a la resolución espacial utilizada para generar las imágenes sintéticas, que puede no capturar completamente los detalles más finos presentes en los datos numéricos directos. En contraste, el procesamiento de OpenPIV depende de las ventanas de interrogación, las cuales promedian el desplazamiento de las partículas dentro de cada ventana. Este proceso introduce un nivel de suavizado espacial inherente, especialmente cuando se utilizan ventanas de tamaño fijo (32x32 píxeles en este caso). Por lo tanto, la resolución del campo de velocidad recuperado es algo más gruesa en comparación con los datos numéricos originales.

A pesar de estas diferencias, la concordancia general entre ambos métodos es sólida, lo que confirma la robustez del algoritmo de OpenPIV para capturar con precisión tanto los componentes axiales como radiales de la velocidad. Estos resultados indican que OpenPIV proporciona una estimación confiable de las características del flujo, incluso en estructuras de flujo complejas, como las que se encuentran en simulaciones de llamas.

6.2. Llama ISF-4 Co-flow 6: Configuración A

6.2.1. Modulación acústica

Para caracterizar el forzamiento acústico, se aplicó una señal sinusoidal con una amplitud de 195 mV al altavoz, y se midieron los perfiles radiales del componente vertical de la velocidad (U) a una altura sobre el quemador (HAB) de 2, 5 y 8 mm, como se muestra en la Figura 6.3 (parte superior), para diez fases del ciclo y para la condición de inyección constante (S).

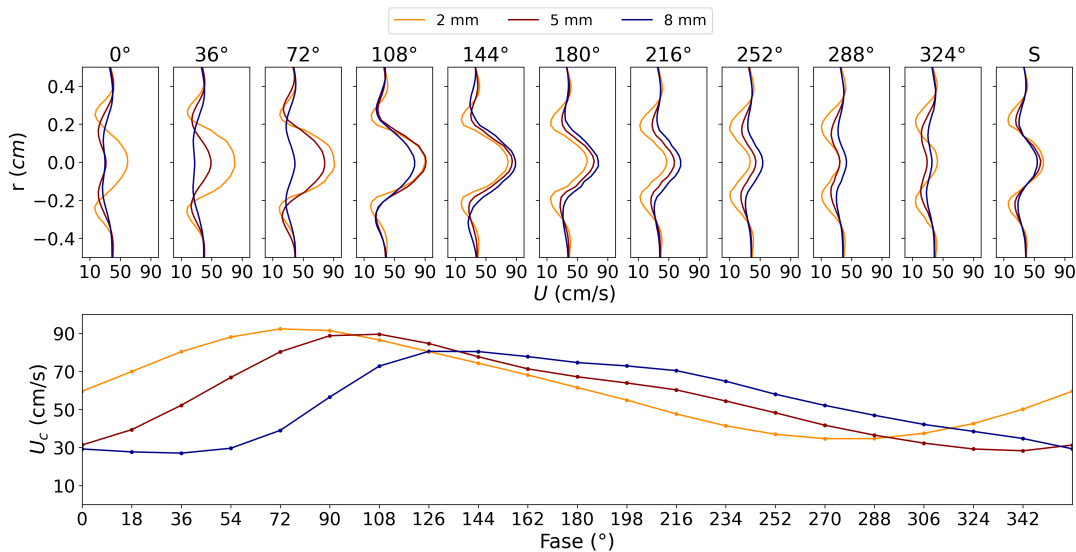


Figura 6.3: Perfiles radiales de la velocidad axial U en el flujo inerte para diez fases del ciclo y el caso estacionario (parte superior), y la evolución temporal de la velocidad en el centro del tubo (U_c) (parte inferior), a HAB=2, 5 y 8 mm, cuando se impone una señal sinusoidal con una amplitud de 195 mV en el altavoz.

La evolución temporal de la velocidad del flujo puede atribuirse a la propagación de la onda de presión inducida por el forzamiento en la inyección de combustible. En general, los perfiles de velocidad son simétricos respecto a la línea central ($r = 0$) y muestran una amplia gama de valores máximos (15-90 cm/s). Como era de esperar, los valores más altos de velocidad se observan en la línea central y disminuyen cerca de los bordes del tubo (~ 2 mm) debido a la condición de no deslizamiento. En el caso estacionario (S), la velocidad disminuye ligeramente con la altura (HAB=2-8 mm) a medida que el flujo se propaga hacia el entorno.

Es importante destacar que la velocidad axial converge a 35-40 cm/s en la región de flujo

coexistente ($r > 4$ mm), independientemente de la fase del ciclo medida. La Figura 6.3 (parte inferior) muestra la evolución temporal de la velocidad en el centro del tubo para HAB=2, 5 y 8 mm. A HAB=2 mm, U_c experimenta un rápido aumento durante el primer cuarto del ciclo ($\sim 90^\circ$) y luego disminuye hasta el tercer cuarto del ciclo, sin invertir hacia el interior del tubo. Durante el último cuarto del ciclo, la velocidad vuelve a acelerarse.

A partir de la fase 270° , se observa un aumento en la velocidad a 2 mm sin afectar las velocidades a 4 y 6 mm, lo que se atribuye principalmente a la inercia del fluido, provocando un movimiento ascendente dentro del quemador y generando un aumento de la velocidad sin afectar simultáneamente las regiones superiores del fluido. El valor promedio de U_c en HAB=2 fue estimado en 60 cm/s, y este valor se utilizó para definir el inicio del ciclo (fase 0°).

Por otro lado, la evolución temporal de la velocidad en la línea central a HAB=5 y 8 mm muestra un comportamiento similar, aunque con un desfase a medida que aumenta la altura.

La Figura 6.4 (izquierda) presenta la evolución de U_c a HAB=2 mm para cinco diferentes amplitudes de la señal sinusoidal (145, 175, 185, 195 y 200 mV) impuesta en el altavoz. La velocidad U_c se descompone en sus componentes oscilatorios mediante análisis de series de Fourier, y la Figura 6.4 (derecha) ilustra la curva fundamental. La amplitud de esta curva establece el nivel de forzamiento del flujo de combustible, donde se observa un nivel de forzamiento del 50 % para el caso de 195 mV.

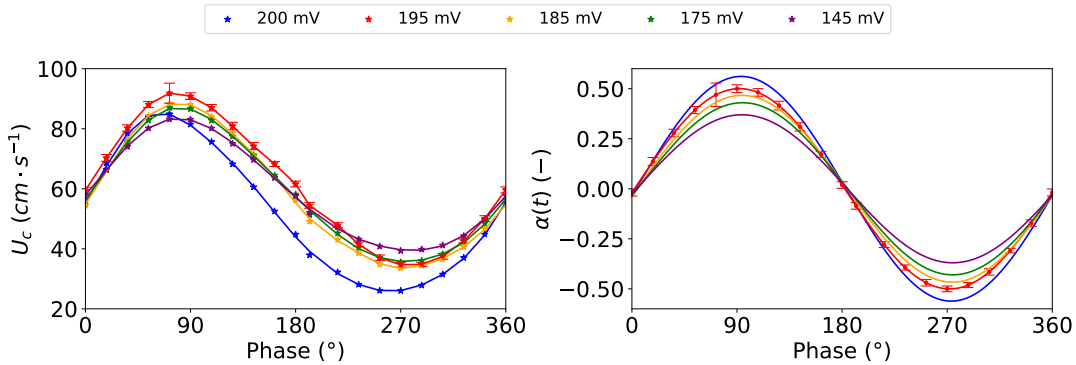


Figura 6.4: Velocidad axial del flujo inerte en la línea central del tubo de combustible a HAB=2 mm (izquierda) y la señal sinusoidal forzada (derecha) evaluada con el componente fundamental de la Ecuación 5.1. Se incluyen barras de error para el caso de 195 mV.

Con base en estos resultados, es posible establecer una correlación entre la amplitud de la señal aplicada al altavoz y el nivel resultante de forzamiento. Asumiendo una correlación lineal, se deriva la siguiente ecuación ($R^2 = 0.92$):

$$\alpha(\%) = 0.309 \cdot \text{mV} - 9.059, \quad (6.1)$$

Donde $\alpha(\%)$ es el porcentaje de modulación que caracteriza el forzamiento de la velocidad del combustible, y mV denota la amplitud de la señal del altavoz (milivoltios). Consecuentemente, una amplitud de señal de 195 mV induce una modulación del $50\% \pm$

1.0% en la inyección de combustible, lo cual es necesario para establecer las condiciones experimentales para la llama de flujo coexistente ISF-4 [55]. Es importante mencionar que la Ecuación 6.1 es una buena referencia para el altavoz utilizado en este experimento, pero puede requerir ajustes si se emplean otros modelos.

6.2.2. Campos de Velocidad

Los campos de velocidad fueron obtenidos mediante PIV bajo condiciones no reactivas (ausencia de llama). Para cada una de las veinte fases del ciclo de inyección forzada de combustible, se derivaron los campos de velocidad promedio tras procesar 100 mediciones instantáneas. La Figura 6.5 muestra los vectores de velocidad superpuestos sobre los campos de magnitud de la velocidad: $|\bar{U}| = \sqrt{\bar{U}^2 + \bar{V}^2}$, donde U es la dirección axial y V representa la coordenada radial.

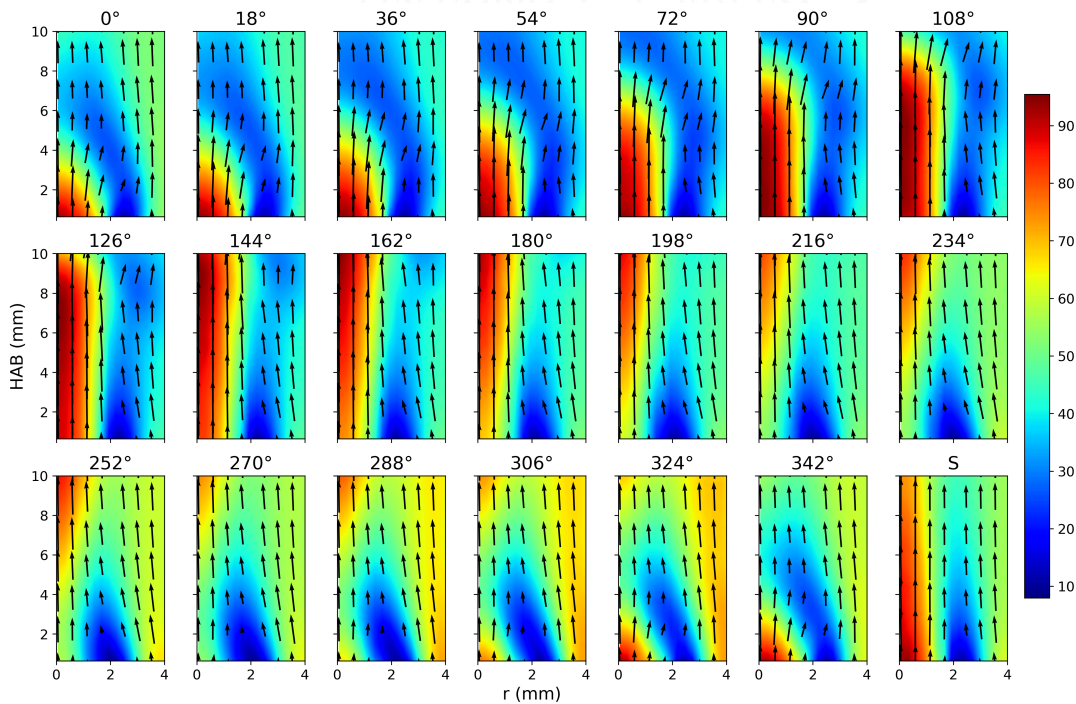


Figura 6.5: Campos de velocidad variables en el tiempo para veinte fases del ciclo bajo inyección de combustible inerte forzada (0° - 342°) e inyección estable S .

Las mediciones fueron realizadas utilizando una configuración experimental que asegura un flujo inerte. El ciclo de inyección forzada de combustible fue controlado mediante una señal sinusoidal aplicada al altavoz, con amplitud de 195 mV, como se describió previamente. Cada ciclo se dividió en veinte fases, desde 0° hasta 342° , con un intervalo de 18° . Adicionalmente, se obtuvo un campo de velocidad para la condición de inyección estable (caso S), que representa el flujo sin forzamiento.

En la Figura 6.5, los campos de velocidad muestran una clara variación cíclica en la magnitud y dirección del flujo a lo largo de las diferentes fases del ciclo de inyección. En las primeras fases

del ciclo (0° a 90°), se observa una aceleración del flujo en la región cercana a la entrada del tubo, con una distribución simétrica a lo largo del eje radial. A partir de la fase 90° , se empieza a notar una región de mayor magnitud de velocidad desplazada hacia los bordes del tubo, lo que sugiere la presencia de una onda de presión inducida por el forzamiento acústico.

Entre las fases 180° y 270° , la velocidad axial (U) alcanza su valor máximo en la línea central del tubo, mientras que en las fases posteriores (270° a 342°), el flujo comienza a desacelerarse hasta alcanzar condiciones similares al flujo estacionario en el caso S . Es notable que, en todas las fases, los vectores de velocidad mantienen una orientación predominantemente vertical, indicando que el forzamiento acústico no introduce una componente radial significativa en el flujo inerte.

6.2.3. Fracción en volumen de hollín

La parte superior de la Figura 6.6 muestra los campos de fracción en volumen de hollín f_s obtenidos a partir de mediciones de extinción a 800 nm. Estos campos proporcionan información clave sobre la estructura de la llama a lo largo del tiempo, mostrando un aumento notable tanto en f_s como en el coeficiente de extinción medio β_{mean} en la llama oscilante en comparación con la llama en estado estacionario. La parte inferior de la figura ilustra la variación temporal de los valores medios y máximos de β junto con sus respectivas barras de error, ofreciendo una representación clara de las variaciones a lo largo del ciclo de forzamiento acústico.

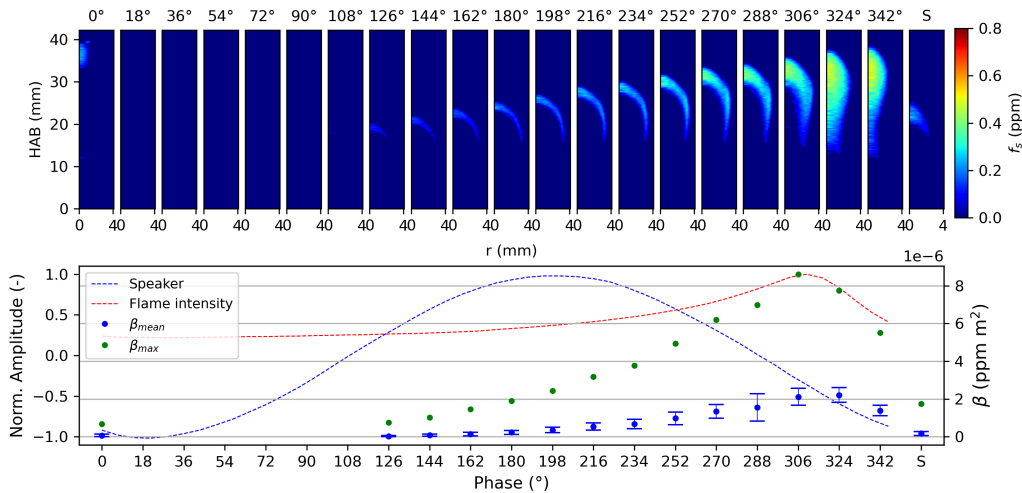


Figura 6.6: Campos de fracción en volumen de hollín variables en el tiempo para veinte fases del ciclo bajo inyección de combustible reactiva forzada (0° - 342°) e inyección estable S .

Los valores más altos tanto de β_{max} como de β_{mean} se encuentran entre las fases 288° y 324° , lo cual coincide con la expansión de la zona cargada de hollín debido a la formación de un cuello en la base de la llama. Esta formación de cuello provoca un ensanchamiento visible de la región rica en hollín de la llama, contribuyendo a los picos observados en el contenido de hollín.

Además, se observa un desplazamiento notable de la zona fría de combustible no quemado (representada en azul) desde las fases 126° hasta 306° , lo que refleja el ascenso del combustible no reaccionado en el núcleo de la llama. En las fases posteriores, particularmente entre 324° y 342° , esta zona fría desaparece, ya que el frente de reacción se extiende para abarcar toda la llama. Este comportamiento sugiere que el combustible frío inyectado en esas fases no alcanza temperaturas suficientes para generar hollín detectable, debido a las concentraciones muy bajas de hollín en estas áreas. Este fenómeno también fue observado por Foo et al. [20], aunque ellos reportaron que los valores mínimos se presentaron en otras fases.

6.2.4. Temperatura del hollín

La temperatura del hollín se determinó a partir del coeficiente de absorción κ_{abs} y los campos de emisión local del hollín J_λ . Estos resultados para la llama pulsada en cada fase y para la llama estable se presentan en la Figura 6.7. En la llama estable (sin pulsación), la temperatura varía entre 1800 y 2188 K, tal como lo reporta [59], correspondiente a las regiones donde se puede detectar hollín.

En el caso de la llama pulsada, las temperaturas varían de 1800 a 2300 K. En el núcleo de la llama se observan regiones más frías, con temperaturas aproximadas de 1500 K. Sin embargo, la técnica utilizada no permite visualizar esta temperatura en el centro, apareciendo así en color azul en esa área. Estas zonas más frías son ricas en combustible y exhiben una alta transmitancia de luz, lo que sugiere la ausencia de hollín o una concentración muy baja para ser detectada con la técnica empleada.

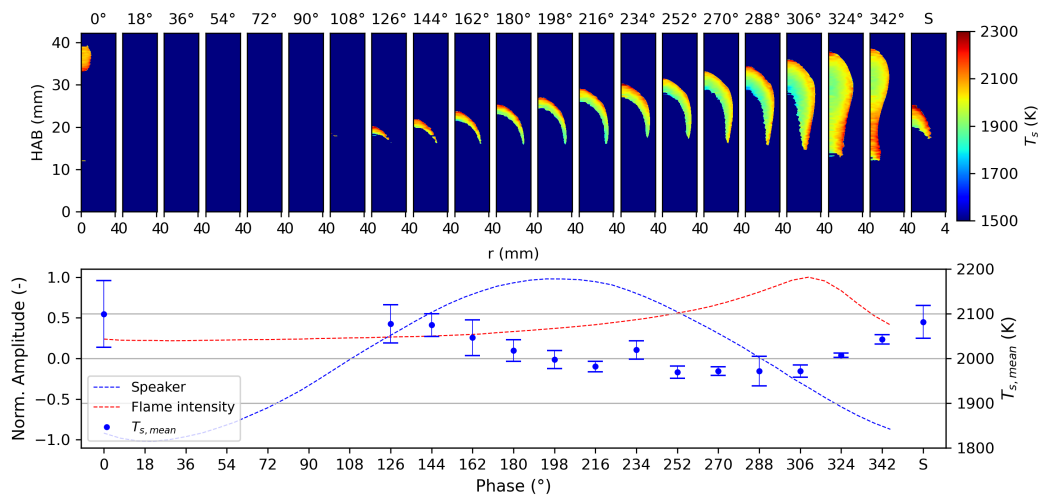


Figura 6.7: Campos de temperatura del hollín T_s en función del tiempo (arriba) y valores medios (abajo) con las curvas correspondientes de intensidad de la llama y el forzamiento del altavoz.

Los campos de temperatura obtenidos muestran valores entre 1800 y 2300 K, similares a los reportados por Connelly et al. [8], quienes presentaron un rango de temperatura de 1500 a 2100 K. Esta diferencia con los resultados de Connelly podría atribuirse al método de medición,

ya que Connelly utilizó pirómetros espectralmente resueltos de hollín con una relación empírica para la función $E(m)$.

La Figura 6.7 muestra que la temperatura exhibe menos variación en las fases 0° y $324\text{-}342^\circ$, así como en la llama estable, mientras que las variaciones máximas de temperatura se obtienen en el rango de 180° a 288° . La temperatura en la línea central de la llama estable promedia 1950.5 ± 115.1 K, en contraste con los promedios reportados de 1866.8 K por Connelly et al. [8] y 1711.7 K por Foo et al. [20] en la misma región. En contraste con la fracción en volumen de hollín f_s , no se observa un aumento gradual en la temperatura a lo largo del ciclo de la llama. En su lugar, se registra un incremento aproximado de 33 K entre las fases 306° , 324° y 342° , respectivamente. Finalmente, los promedios temporales para las fases más intensas (126° , 144° , 162° , 324° y 342°) son 2077 ± 113 , 2074 ± 74 , 2007 ± 75 , y 2042 ± 107 K, respectivamente. Mientras tanto, para las fases menos intensas (252° a 306°), los promedios son 1971 ± 70 , 1971 ± 99 , y 1973 ± 92 K, respectivamente.

Para cada fase, la estimación del error en la temperatura se realiza obteniendo campos promedio a partir de cada 25 pares de imágenes, siguiendo el mismo procedimiento utilizado para calcular el error de la fracción en volumen de hollín. Una vez obtenidos estos campos promedios, se calcula la desviación estándar de las imágenes capturadas, lo que representa el error estadístico. Entre estos resultados, el error máximo se observa en las fases 0° y 126° , con aproximadamente 52 K y 35 K, respectivamente, mientras que el error mínimo se observa en las fases 270° y 324° , respectivamente.

6.3. Llama ISF-4 Co-flow 6: Configuración B

6.3.1. Perfil de Velocidad

En este estudio, se analizaron los perfiles radiales de la velocidad axial bajo dos condiciones de modulación diferentes: una señal sinusoidal y una señal rampa, ambas con una amplitud del 50% . Las mediciones se realizaron a una altura sobre el quemador (HAB) de 2 mm para 20 fases del ciclo, así como para la condición de inyección estable (S). Estos resultados se presentan en la Figura 6.8.

La evolución temporal de la velocidad axial está asociada a la propagación de la onda de presión generada por el forzamiento en la inyección de combustible. Los perfiles de velocidad muestran una simetría respecto a la línea central ($r=0$) y un amplio rango de valores máximos, que oscilan entre 40 y 90 cm/s. Los valores más altos de velocidad se encuentran en la línea central, mientras que los valores más bajos se registran en los bordes del tubo (2 mm), debido a la condición de no deslizamiento (no-slip condition).

La Figura 6.8 también presenta la evolución temporal de la velocidad en la línea central a lo largo de las veinte fases del ciclo, para HAB= 2 mm. Se observa que la velocidad axial central (U_c) experimenta un rápido aumento durante el primer cuarto del ciclo (90°), seguido de una

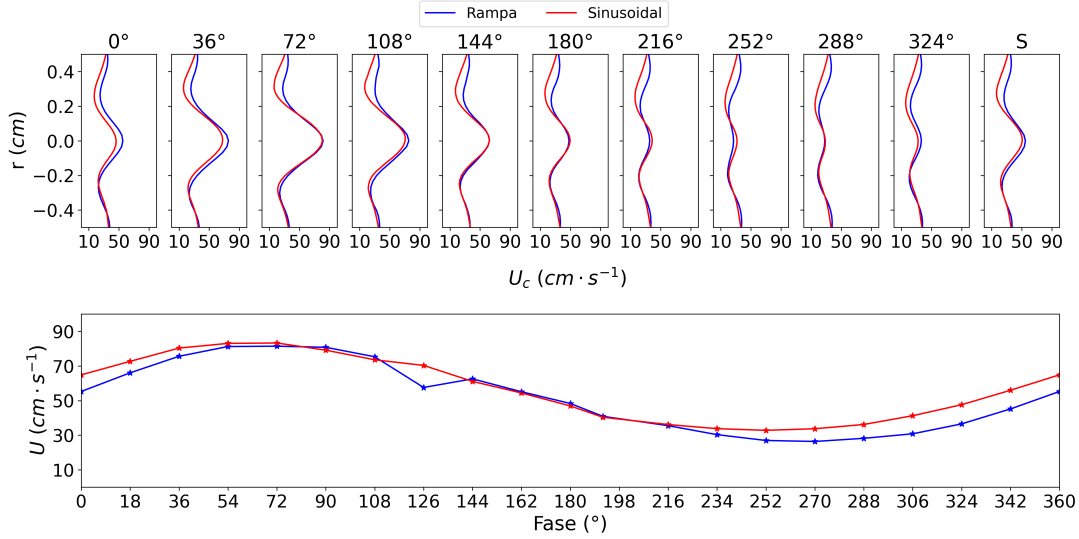


Figura 6.8: (Arriba) Perfiles de velocidad radial a 2 mm de altura sobre el quemador (HAB) para la modulación sinusoidal y rampa. (Abajo) Evolución temporal de la velocidad en la línea central del quemador.

disminución hasta el tercio del ciclo, sin que se registre una inversión del flujo hacia el interior del tubo. Durante el último cuarto del ciclo, la velocidad vuelve a acelerarse.

A partir de la fase 252°, se observa un incremento de la velocidad en la altura de 2 mm, sin que se vean afectadas las velocidades en otras alturas. Este fenómeno se atribuye a la inercia del fluido, que genera un movimiento ascendente dentro del quemador y resulta en un aumento de velocidad en esta región sin influir en las capas superiores.

El valor promedio de la velocidad axial central (U_c) a HAB=2 mm se estimó en 60 cm/s, y se utilizó este valor para definir el inicio del ciclo en la fase 0°.

Las ecuaciones obtenidas para estos casos de modulación son las siguientes:

$$\alpha_{\sin}(\%) = 0.309 \cdot mV - 9.059 \quad (6.2)$$

$$\alpha_{\text{ram}}(\%) = 0.182 \cdot mV - 4.549 \quad (6.3)$$

La relación para la modulación sinusoidal es consistente con lo presentado en estudios previos [14], y bajo la misma metodología, se deriva la ecuación para la modulación rampa, estableciendo una dependencia entre el nivel de modulación y el voltaje inducido.

En la fase 126°, se observa una disminución notable de la velocidad en la modulación rampa, en contraste con el comportamiento de la modulación sinusoidal. Este comportamiento es característico de la función rampa, que tiende a generar una respuesta más abrupta en la velocidad debido a su pendiente gradual.

Al comparar las dos señales de modulación (rampa y sinusoidal), se observa que ambas muestran una evolución similar en términos generales.

6.3.2. Fracción en volumen de hollín

La Figura 6.9 muestra los campos de hollín para las 20 fases de pulsación, con la onda sinusoidal (arriba) y la rampa (abajo). Se promediaron 500 imágenes por fase, utilizando emisiones de hollín a $\lambda = 800$ nm, con un intervalo de 2.5 ms o 18° entre fases. Los resultados evidencian diferencias significativas respecto a la llama estacionaria (S), en especial en el *cuello* y el desplazamiento de la región fría (azul) de la llama, donde la técnica no detecta hollín debido a la baja concentración o presencia de nanopartículas. Entre las fases 36° a 90° , no se observan perfiles de fracción de hollín, con emisiones cercanas a 0.1 ppm [56].

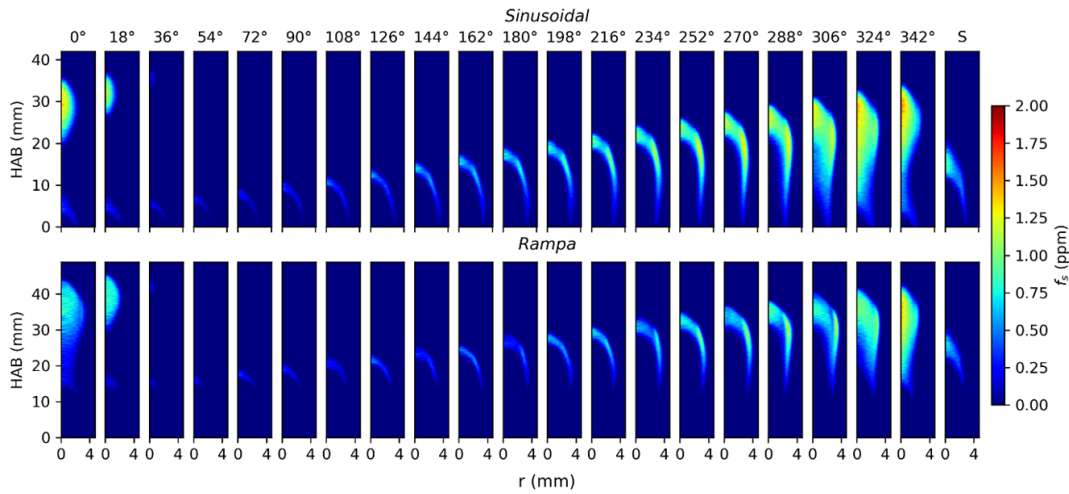


Figura 6.9: Evolución temporal de la fracción en volumen de hollín para la modulación sinusoidal (arriba) y modulación (rampa).

Con el paso del tiempo, la región azul crece en altura hasta la fase 288° , donde la llama reacciona hacia el interior, produciendo hollín desde los bordes hacia adentro. En la fase 0° , la llama se separa del quemador, oxidándose y aumentando la fracción de hollín (f_s) en un $3.0 \pm 0.4\%$ desde las fases 36° a 216° , y entre un 22-35% desde 216° a 0° para la onda sinusoidal. En cambio, la onda rampa presenta menores incrementos, con un aumento de $1.8 \pm 0.6\%$ en las fases 36° a 216° y un 14% entre 216° a 324° .

Los valores mínimos de hollín se encuentran entre 36° y 180° , con promedios de 0.15 y 0.13 ppm para las ondas sinusoidal y rampa, respectivamente. Los máximos se observan entre 270° y 0° , con 0.4-0.6 ppm para la sinusoidal y 0.2-0.5 ppm para la rampa. El valor máximo de f_s a 800 nm ocurre en la fase 324° , con 1.2 ± 0.12 ppm para la onda sinusoidal y 0.9 ± 0.09 ppm para la rampa.

6.3.3. Temperatura del hollín

La temperatura del hollín se calculó a partir del coeficiente de extinción y los campos de emisión locales, calibrados mediante una esfera para obtener mejores resultados. La Figura 6.10 muestra las distribuciones de temperatura para las distintas fases de las ondas sinusoidal y rampa.

En la llama estable (sin pulsación), la temperatura varía entre 1700 y 2200 K en las regiones visibles de hollín, en concordancia con lo reportado en estudios previos [56, 14, 54].

Para las fases más intensas (270° a 18°), las temperaturas promedian 1982 K para la onda sinusoidal y 2043 K para la rampa, lo que coincide con las máximas emisiones de hollín. En el caso de la onda sinusoidal, las temperaturas oscilan entre 1500 y 1950 K, mientras que la onda rampa muestra un rango mayor, entre 1790 y 2282 K, observándose diferencias significativas en los núcleos de ambas llamas. La onda sinusoidal presenta un incremento más rápido en la temperatura, mientras que la onda rampa toma aproximadamente 10 ms adicionales para alcanzar valores similares.

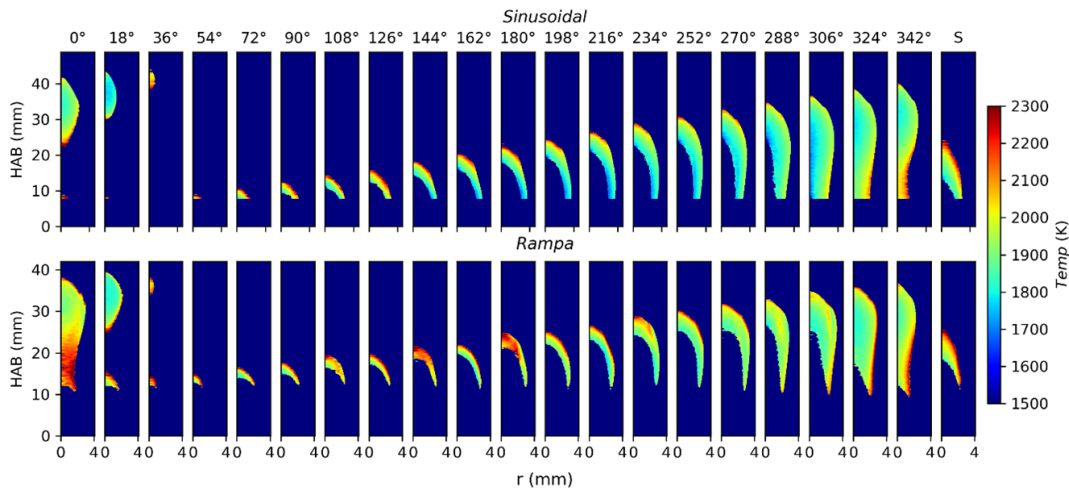


Figura 6.10: Evolución temporal de la temperatura de hollín para la modulación sinusoidal (arriba) y modulación (rampa).

Un comportamiento notable es el retraso en la separación de la llama en la onda rampa respecto a la sinusoidal, especialmente en la fase 0° . Este patrón de temperatura permite visualizar las dinámicas internas del proceso de combustión, donde las zonas de mayor temperatura corresponden a áreas más reactivas [39, 42, 40]. En ambas formas de onda, la reacción se propaga de arriba hacia abajo, como se aprecia en las fases 54° a 288° , con temperaturas cercanas a 2250 K en ambos casos.

En la fase 324° , se observa un aumento de temperatura en el cuello de la llama, indicando actividad reactiva en esa zona y el consumo de combustible hacia el núcleo de la llama. La temperatura máxima registrada corresponde a la onda rampa, alcanzando un promedio de 2227 K en la fase 0° , mientras que en la onda sinusoidal el máximo es de 1989 K. Las zonas azules en el núcleo de la llama, con temperaturas cercanas a 1500 K, representan áreas frías ricas en combustible, donde la técnica utilizada no posee suficiente resolución para detectar los valores exactos de temperatura.

6.3.4. Campos de Velocidad

Dados los resultados obtenidos de los perfiles de velocidad tanto para la modulación sinusoidal como para el caso rampa, se evidencian diferencias pequeñas y un comportamiento similar, por lo que el análisis se centra en este caso sólo para la señal sinusoidal.

6.3.4.1. Caso Estable

En la Figura 6.11, se presentan los campos de velocidad promedio (\bar{U}) en el plano axial-radial (r - z) para las condiciones *inerte* y *reactiva*.

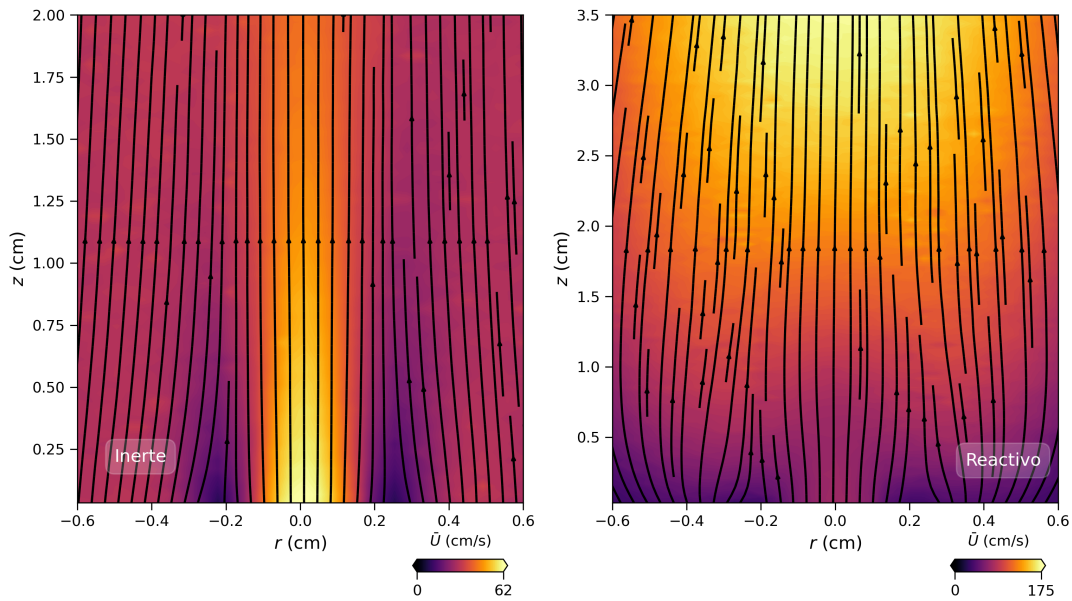


Figura 6.11: Comparación de los campos de velocidad en el caso estable del flujo inerte (izquierda) y el flujo reactivo (derecha).

En la condición inerte, se observa un campo de velocidad con una distribución simétrica en torno a la línea central ($r = 0$). La velocidad máxima se localiza en la región central del quemador, alcanzando un valor cercano a 62 cm/s, para luego disminuir a medida que aumenta la distancia en z , efecto propio de la difusión. Por otro lado, a medida que se aleja del centro radial, la velocidad disminuye considerablemente hacia los bordes del tubo, lo que es consistente con la condición de no deslizamiento en las paredes del quemador. Las líneas de corriente muestran una dirección casi completamente vertical en el flujo, sin aparentes zonas de recirculación o deformación significativa del perfil.

En el caso reactivo, el campo de velocidad exhibe un comportamiento más complejo, con mayores velocidades en comparación al caso inerte, alcanzando un valor máximo cercano a 175 cm/s. Las líneas de corriente revelan un flujo más inclinado, particularmente hacia los extremos del quemador, lo cual puede asociarse con los efectos de la combustión y la expansión térmica del gas (efectos de la fuerza termoforética), generando mayores velocidades y modificando la

distribución del campo.

Al comparar ambos casos, se observa que la **condición reactiva** genera velocidades considerablemente más altas y un patrón de flujo más complejo que en la **condición inerte**. Esto es atribuible al proceso de combustión, que aporta energía adicional al sistema, lo que resulta en una aceleración del fluido. En ambos casos, el gradiente de velocidad axial muestra una disminución gradual en los bordes del tubo, aunque este efecto es más pronunciado en el caso inerte, donde las velocidades más cercanas a los bordes son casi nulas. El campo reactivo muestra una mayor dispersión del flujo, con líneas de corriente que indican un mayor desvío lateral a medida que aumenta la altura sobre el quemador.

6.3.4.2. Caso Modulad

A continuación se presentan los resultados de los campos de velocidad promedio (\bar{U}) para el caso reactivo **modulado acústicamente** con una señal sinusoidal. Estos resultados muestran la interacción entre la combustión reactiva y la modulación acústica, capturada en diferentes ángulos de fase (cada 18°), permitiendo observar el comportamiento del flujo bajo el efecto de las oscilaciones acústicas.

La figura 6.12 presenta 21 paneles correspondientes a 20 fases del caso modulado y el caso estable (S).

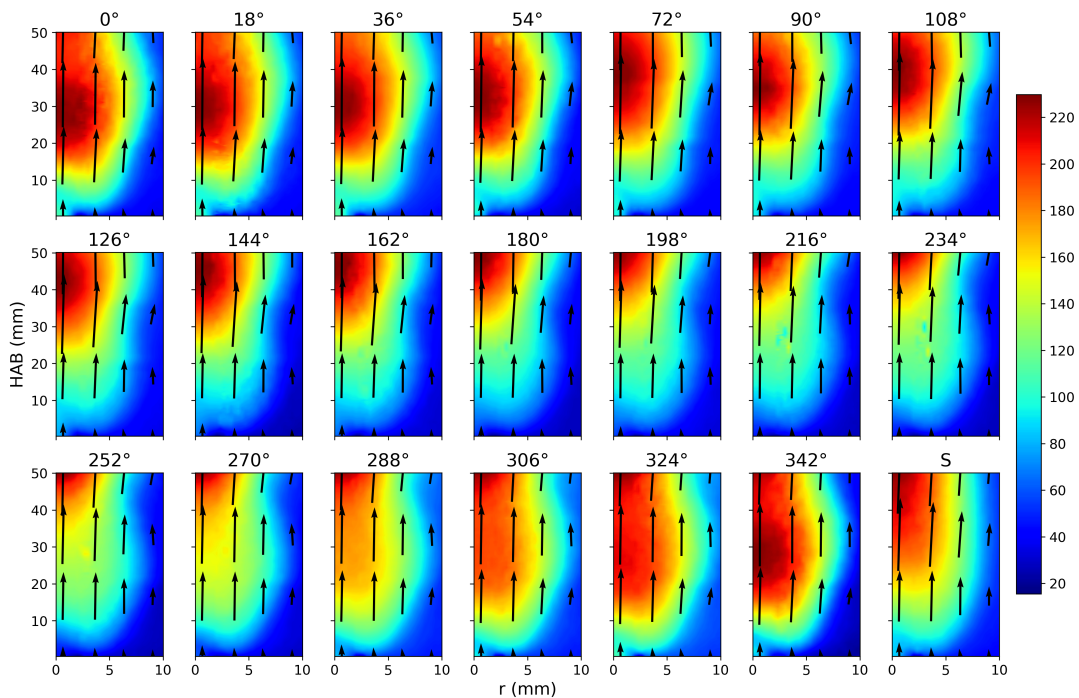


Figura 6.12: Comparación de los campos de velocidad en el caso estable y el caso modulado para 20 fases.

Para el caso estable (S) representa un valor de referencia, donde el flujo, tal y como se explica en la subsección anterior, muestra un perfil simétrico con respecto al eje central, la velocidad

axial máxima alcanza valores cercanos a los 240 cm/s en la región central (más que en la Figura 6.11 dado que se tiene mayor altura) y las líneas de corriente revelan una trayectoria mayormente vertical sin presencia significativa de recirculaciones en el flujo.

La fase 0° de la modulación, el perfil de velocidad se altera ligeramente en comparación con el estado S. Se mantiene un comportamiento similar en cuanto a la distribución simétrica del flujo, el cual aún muestra una tendencia a mantenerse centralizado con velocidades cercanas a los 240 cm/s, pero las líneas de corriente comienzan a mostrar ligeras desviaciones que sugieren el inicio de la interacción entre el campo acústico y el flujo reactivo.

Posteriormente, en la fase 90° las líneas de corriente evidencian la influencia de la modulación acústica, donde el flujo comienza a desviarse hacia los lados. Las velocidades máximas siguen alcanzando valores cercanos a 240 cm/s, pero las trayectorias del flujo ya no son completamente verticales, mostrando un mayor desvío radial.

En la fase 180° se observa un comportamiento más complejo, donde la modulación acústica genera mayores perturbaciones en el perfil de velocidad, con una desviación clara hacia los bordes, sugiriendo un efecto de re-circulación o expansión lateral en el flujo debido a las oscilaciones.

Finalmente, en la fase 270° , el campo de velocidad muestra un retorno parcial a una simetría más cercana al eje central, aunque sigue siendo evidente el efecto de la modulación acústica. Las líneas de corriente nuevamente sugieren un flujo más vertical que en la fase 180° , pero aún con indicios de recirculación hacia los extremos.

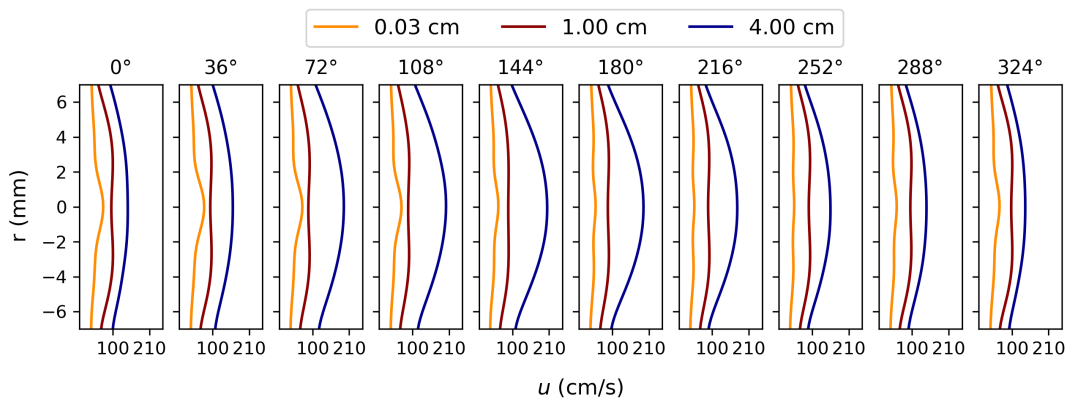


Figura 6.13: Perfiles de velocidad radial para 3 alturas del caso estable y el caso modulado para 20 fases.

A modo general, en la Figura 6.13 se presenta que a medida que se avanza en las fases de la modulación sinusoidal, se observa cómo la interacción entre el campo acústico y la combustión reactiva genera perturbaciones significativas en la distribución de la velocidad radial. La velocidad justo a la salida del quemador, mantiene la perturbación en forma de *campana*, propia del efecto del perfil de velocidad a la salida de un tubo. Luego en la altura de 1 cm la velocidad se mantiene constante, esto daría indicios de que no existe una gran incidencia de la modulación sobre el flujo a esa altura, posiblemente debido a la presencia de una fuerza mucho mayor a la modulación. Esta fuerza podría ser la termoforética, que aparece naturalmente

por el inicio de la reacción. Finalmente, la velocidad a una altura mayor, presenta variaciones importantes debido a la modulación, dando cuenta que existe una incidencia mayor en las fluctuaciones.

La modulación acústica tiene un efecto claro sobre la dinámica del flujo reactivo, alterando las trayectorias y distribución de la velocidad a lo largo de diferentes fases de la señal sinusoidal. La interacción entre las oscilaciones acústicas y la combustión reactiva parece inducir fluctuaciones que son más pronunciadas en las fases de 90° y 180° , lo que puede tener implicaciones importantes en la estabilidad y la eficiencia del proceso de combustión bajo estas condiciones.

Por otro lado, se presentan los campos de velocidad radial del caso modulado en la Figura 6.14.

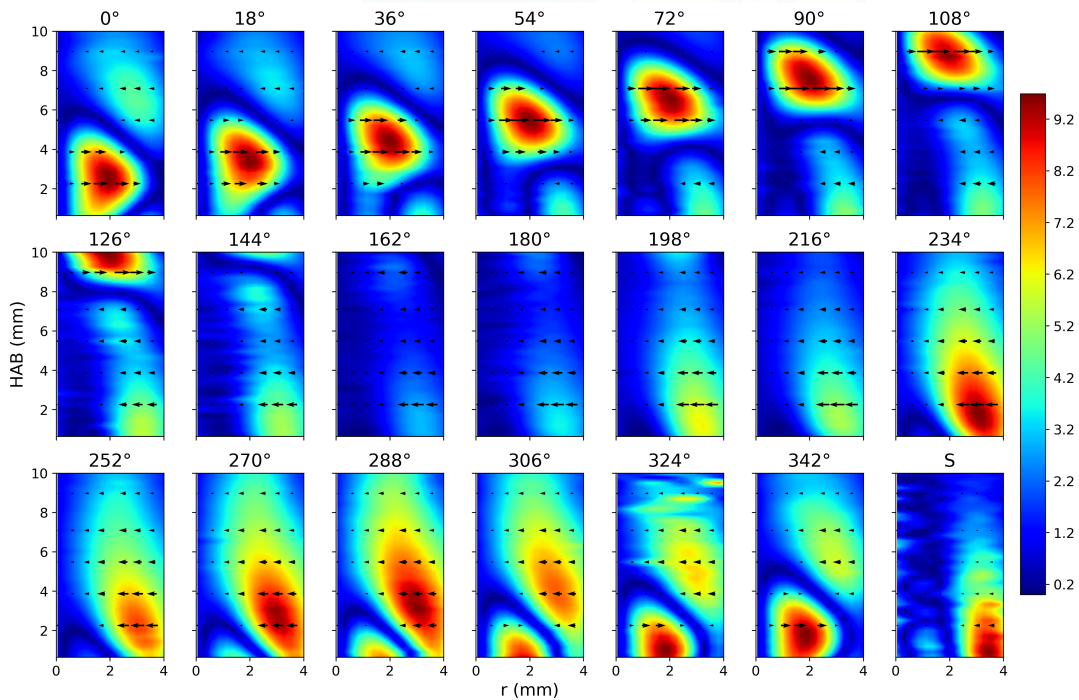


Figura 6.14: Comparación de los campos de velocidad en el caso estable y el caso modulado para 20 fases.

En esta se evidencia que existen fases de entrada de aire hacia el centro del quemador y fases en las que se tiene una salida este. Esto presenta que existe una mayor mezcla de los fluidos involucrados en la reacción, lo que es beneficioso para el análisis hacia una combustión completa.

Los resultados obtenidos, no revelan que existe una disminución de la generación de contaminantes en las llamas moduladas, pero sí amplían el conocimiento para entender el comportamiento del fluido en la reacción.

7 | Discusiones y conclusiones

El presente estudio abordó el análisis de campos de velocidad en diferentes condiciones de flujo utilizando la técnica de Velocimetría de Imagen de Partículas (PIV). El objetivo principal fue validar esta técnica mediante casos sintéticos y experimentales para luego aplicarla en un contexto reactivo y modulado acústicamente, utilizando el quemador Yale Co-flow y la configuración A y B de las llamas ISF-4. La validación de PIV se realizó exitosamente utilizando partículas trazadoras de humo y dióxido de zirconio, lo que permitió obtener campos de velocidad precisos en diversos regímenes de flujo.

Además, se estudió el impacto de parámetros como la relación de siembra de partículas y el número de fotogramas en la calidad de los resultados. Se llevó a cabo un análisis detallado de la respuesta de la técnica a estas variables, concluyendo que, si bien el método no es perfecto, los resultados obtenidos son coherentes con lo esperado, especialmente cuando se aplican técnicas de eliminación de vectores espurios y se optimizan los parámetros de interrogación.

La técnica PIV, aunque ampliamente utilizada, presenta ciertas limitaciones. Entre las más destacadas se encuentran la sensibilidad a las condiciones experimentales, como la homogeneidad de las partículas trazadoras y la calidad de las imágenes adquiridas. En este estudio, la técnica mostró un rendimiento razonable al evaluar flujos tanto inertes como reactivos, lo que permitió caracterizar adecuadamente las estructuras de velocidad en presencia de llamas. Sin embargo, es importante reconocer que, en algunos casos, los resultados presentaron cierto grado de incertidumbre, principalmente atribuible a la configuración óptica y a la resolución temporal y espacial de los experimentos.

A pesar de estas limitaciones, los resultados obtenidos fueron validados mediante análisis comparativos y se alinean con lo reportado en la literatura, lo que demuestra que la técnica es capaz de proporcionar información valiosa sobre la dinámica de fluidos complejos. Los casos reactivos modulados acústicamente permitieron observar patrones de velocidad que sugieren un comportamiento coherente con la física del flujo, validando aún más el uso de PIV en escenarios de combustión y modulación acústica.

Aunque la técnica PIV no es infalible, su uso en este contexto ha proporcionado una representación razonable de los campos de velocidad, siendo una herramienta valiosa para el análisis de la dinámica de fluidos en sistemas complejos como los quemadores reactivos.

7.1. Trabajo Futuro

A partir de los resultados obtenidos, se abren varias líneas de investigación que podrían complementar y profundizar el análisis realizado en este estudio. Una de las principales propuestas es la aplicación de técnicas avanzadas de análisis de flujo, como la evaluación de la **vorticidad**, **deformación** y el **criterio Q** en la llama estudiada. Si bien esta llama ha sido considerada laminar, existen indicios de que podría presentar características variantes en el tiempo, especialmente bajo condiciones de modulación acústica, lo que podría generar regímenes transitorios o zonas con mayor complejidad de flujo, incluyendo posibles focos de turbulencia localizada. La aplicación de estos criterios permitiría identificar mejor estas estructuras y proporcionar una caracterización más completa de las dinámicas de flujo en llamas reactivas.

Otra dirección interesante sería superar algunas de las limitaciones encontradas en el presente estudio en cuanto a la visualización de zonas de recirculación del flujo. Aunque el aparato experimental permitió obtener resultados razonables, la resolución espacial podría no haber sido suficiente para capturar detalles más finos del flujo, especialmente en las regiones cercanas a las paredes del quemador o en zonas de recirculación donde las partículas trazadoras podrían haberse diluido o desviado. En este sentido, el uso de técnicas como **Micro-PIV**, que permite obtener una mayor resolución espacial, podría ser clave para visualizar y analizar estos patrones con mayor precisión. Esto permitiría no solo confirmar la presencia de recirculaciones, sino también caracterizarlas en mayor detalle.

Además, se propone la incorporación de técnicas numéricas avanzadas para el análisis de los campos de velocidad, como el **Proper Orthogonal Decomposition (POD)**. Esta técnica se ha utilizado ampliamente en PIV para descomponer grandes conjuntos de datos en modos ortogonales, lo que facilita la identificación de las estructuras coherentes en el flujo. La aplicación de POD en este contexto podría ayudar a identificar patrones espaciales y temporales dominantes en la llama, así como también separar los efectos modales debidos a la modulación acústica. El uso de esta técnica permitiría una caracterización más detallada del comportamiento del flujo y la interacción entre las fluctuaciones de velocidad y las estructuras de la llama.

Finalmente, sería valioso extender este análisis a flujos en condiciones más complejas, como llamas con mayor nivel de turbulencia o sometidas a forzamientos no sinusoidales, lo que podría dar lugar a una rica variedad de estructuras y fenómenos que actualmente no se han explorado en profundidad.

Bibliografía

- [1] Frank M White. *Fluid mechanics*. New York, 1990. (document), 3.1.1.2, 3.1, 3.2, 3.3
- [2] Markus Raffel, Christian E Willert, Fulvio Scarano, Christian J Kähler, Steve T Wereley, and Jürgen Kompenhans. *Particle image velocimetry: a practical guide*. Springer, 2018. (document), 1, 3.1.3.2, 3.3.1, 3.4, 3.3.1.2, 3.14, 3.15, 3.6, 4.2.1, 4.2.3
- [3] horno rotativo de pélets de óxido de zinc para la planta de pélets de mineral de hierro. https://es.made-in-china.com/co_hnzkj/q/product_Zinc-Oxide-Pellet-Rotary-Kiln-for-Iron-Ore-Pellet-Plant_enhrrhgyg.html. Accessed: 2023-11-19. (document), 3.1
- [4] Mario Fernández Osma. Flujo laminar y turbulento. <https://www.aerodinamicaf1.com/2019/10/flujo-laminar-y-turbulento/>, October 2019. Accessed: 2023-11-19. (document), 3.2
- [5] Sara McAllister, Jyh-Yuan Chen, and A Carlos Fernandez-Pello. *Fundamentals of combustion processes*, volume 302. Springer, 2011. (document), 3.1.1, 3.3, 3.4, 3.2.1, 3.2.2.3, 3.2.2.4, 4.1.1, 4.1.2
- [6] Rahima K. Mohammed, Michael A. Tanoff, Mitchell D. Smooke, Andrew Schaffer, and Marshall B. Long. Computational and experimental study of a forced, timevarying, axisymmetric, laminar diffusion flame. In *Thesis*, 1998. (document), 3.7
- [7] Victor H Kurtz, Hector R Anocibar, Lea V Santiago, Jorge L Lopez, Oscar D Trochez, and Jorge A Olsson. Estudio de fallas en fuentes de alimentación conmutadas debido al estrés de los capacitores electrolíticos. + *Ingenio-Revista de Ciencia Tecnología e Innovación*, 1(1):46–60, 2019. (document), 3.8
- [8] Blair C Connelly. *Quantitative characterization of steady and time-varying, sooting, laminar diffusion flames using optical techniques*. Yale University, 2009. (document), 3.1.2, 3.1.2.2, 3.9, 4.1.3, 4.2.2.1, 5.2, 5.3.1, 5.3.1, 6.2.4
- [9] Felipe Andrés Escudero Barros. Estudio de los efectos del índice de oxígeno sobre las propiedades de una llama de difusión laminar inversa. *Ciencia Abierta*, 2014. (document), 3.10
- [10] Fang CHEN and Hong LIU. Particle image velocimetry for combustion measurements: Applications and developments. *Chinese Journal of Aeronautics*, 31(7):1407–1427, 2018. (document), 1, 3.11
- [11] Kyle J Daun, Kevin A Thomson, Fengshan Liu, and Greg J Smallwood. Deconvolution of axisymmetric flame properties using tikhonov regularization. *Applied optics*, 45(19):4638–4646, 2006. (document), 3.2.2, 3.12, 3.2.2.2
- [12] TP Jenkins and RK Hanson. Soot pyrometry using modulated absorption/emission. *Combustion and Flame*, 126(3):1669–1679, 2001. (document), 3.13, 3.2.2.4, 3.2.2.4
- [13] Hadar Ben-Gida, Roi Gurka, and Alex Liberzon. Openpiv-matlab—an open-source software for particle image velocimetry; test case: Birds’ aerodynamics. *SoftwareX*, 12:100585, 2020. (document), 3.3.2.6, 3.17, 5.3.1

- [14] Nicolás Gutiérrez, Nicolás Mancilla, Juan J Cruz, Paulo Rivera, Felipe Escudero, Juan Carlos Elicer, Rodrigo Hernandez, Rodrigo Demarco, and Andrés Fuentes. Spatially and temporally resolved measurements of soot propensity, temperature, radiation, and cold flow velocity of laminar ethylene non-premixed flames under acoustic forced injection. *Fuel*, 371(April), 2024. (document), 5.2, 5.3.2, 6.3.1, 6.3.3
- [15] Sébastien Caillat. Burners in the steel industry: utilization of by-product combustion gases in reheating furnaces and annealing lines. *Energy Procedia*, 120:20–27, 2017. INFUB - 11th European Conference on Industrial Furnaces and Boilers, INFUB-11. 1
- [16] David Eskilsson, Marie Rönnbäck, Jessica Samuelsson, and Claes Tullin. Optimisation of efficiency and emissions in pellet burners. *Biomass and Bioenergy*, 27(6):541–546, 2004. Pellets 2002. The first world conference on pellets. 1
- [17] José Rubén Pérez Domínguez. *Aerodinámica, turbulencia y combustión no premezclada en quemadores de flujo rotante*. PhD thesis, Universidad de Valladolid, 2017. 1
- [18] Malik Hassanaly and Venkat Raman. Classification and computation of extreme events in turbulent combustion. *Progress in Energy and Combustion Science*, 87:100955, 2021. 1
- [19] Jeffrey Gau, Dhruvajyoti Das, Charles S. McEnally, Davide Giassi, Nathan Kempema, and Marshall Long. Yale Coflow Burner Information and CAD Drawings. *Open Source*, 5 2017. 1
- [20] Kae Ken Foo. *Soot Evolution in Acoustically Forced Laminar Non-premixed Jet Flames*. PhD thesis, Adelaide University, 2018. 2.1, 3.1.2.2, 3.1.2.2, 4.1.3, 4.2.2.1, 5.2, 5.3.1, 6.2.3, 6.2.4
- [21] United Nations. El papel de los combustibles fósiles en un sistema energético sostenible | naciones unidas. <https://www.un.org/es/chronicle/article/el-papel-de-los-combustibles-fosiles-en-un-sistema-energetico-sostenible>. Consultado el 13 de noviembre de 2023. 3.1.1
- [22] Jurgen Warnatz, Ulrich Maas, Robert W Dibble, and J Warnatz. *Combustion*. Springer, 2006. 3.1.1, 3.1.1.2, 3.2.1, 3.2.2.4, 4.1, 4.1.1
- [23] Akwasi A Boateng. *Rotary kilns: transport phenomena and transport processes*. Butterworth-Heinemann, 2015. 3.1.1.1
- [24] Xavier Elías Castells. *Sistemas de tratamiento térmico. La incineración: Tratamiento y valorización energética de residuos*. Ediciones Díaz de Santos, 2012. 3.1.1.1
- [25] Blas Melissari. Comportamiento de cenizas y su impacto en sistemas de combustión de biomasa. *Memoria Investigaciones en Ingeniería*, 10:69–82, 2012. 3.1.1.1
- [26] ROVIRA DE ANTONIO Antonio José and MUÑOZ DOMÍNGUEZ Marta. *Motores de combustión interna*. Editorial UNED, 2015. 3.1.1.1
- [27] Stephen R Turns et al. *Introduction to combustion*, volume 287. McGraw-Hill Companies New York, NY, USA, 1996. 3.1.1.2
- [28] Andrew Michael Schaffer. *Quantitative characterization of* species, temperature, and particles in steady and time-varying laminar flames by optical methods*. Yale University, 2001. 3.1.2, 3.1.2.2
- [29] Hermann Schlichting and Klaus Gersten. *Boundary Layer Theory*. Springer Berlin Heidelberg, 2016. 3.1.2
- [30] Samik Bhattacharya and Anwar Ahmed. Effect of sinusoidal forcing on the wake of a circular cylinder. In *48th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, page 89, 2010. 3.1.2.2

- [31] Genaro González. Series de fourier, transformadas de fourier y aplicaciones. *Divulgaciones matemáticas*, 5(1/2):43–60, 1997. 3.1.2.2
- [32] Curtis F. Gerald and Patrick O. Wheatley. *Applied numerical analysis*. Springer, 2000. 3.1.2.2
- [33] Michael F Modest and Sandip Mazumder. *Radiative heat transfer*. Academic press, 2021. 3.1.3.1
- [34] Jorge Curinao, Francisco Cepeda, Felipe Escudero, Seth B Dworkin, and Rodrigo Demarco. Understanding soot formation: A comprehensive analysis using reactive models in inverse non-premixed flames. *Combustion and Flame*, 267:113569, 2024. 3.2
- [35] F Escudero, A Fuentes, J-L Consalvi, Franklin 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. 3.2
- [36] Cameron J Dasch. One-dimensional tomography: a comparison of abel, onion-peeling, and filtered backprojection methods. *Applied optics*, 31(8):1146–1152, 1992. 3.2.2
- [37] Martin J Willemink and Peter B Noël. The evolution of image reconstruction for ct—from filtered back projection to artificial intelligence. *European radiology*, 29:2185–2195, 2019. 3.2.2
- [38] Mijail Littin, Marek Mazur, Andrés Fuentes, and Yon Jérôme. Spline-based Abel Transform (SAT) for radial property reconstruction for noise and trapping correction in axisymmetric sooting flames. *Laser Diagnostics in Energy and Combustion Science*, July 2023. Poster. 3.2.2
- [39] Felipe Escudero, Victor Chernov, Juan J Cruz, Efraín Magaña, Benjamín Herrmann, and Andrés Fuentes. Robust automatic retrieval of soot volume fraction, temperature and radiation for axisymmetric flames. *Proceedings of the Combustion Institute*, 40(1-4):105493, 2024. 3.2.2, 6.3.3
- [40] Amanda García, Ignacio Verdugo, Juan J. Cruz, Felipe Escudero, Valentina Yap, Javier Gallardo, Rodrigo Demarco, Jérôme Yon, and Andrés Fuentes. Effect of hydrogen addition on soot maturity and volume fraction of ethylene non-premixed flames under different oxygen indices. *Proceedings of the Combustion Institute*, 40(1):105539, 2024. 3.2.2.3, 6.3.3
- [41] Jérôme Yon, Eric Therssen, Franklin Liu, Salma Bejaoui, and Damien Hebert. Influence of soot aggregate size and internal multiple scattering on lii signal and the absorption function variation with wavelength determined by the tew-lii method. *Applied Physics B*, 119:643–655, 2015. 3.2.2.3
- [42] Jérôme Yon, Juan José Cruz, Felipe Escudero, José Morán, Fengshan Liu, and Andrés Fuentes. Revealing soot maturity based on multi-wavelength absorption/emission measurements in laminar axisymmetric coflow ethylene diffusion flames. *Combustion and Flame*, 227:147–161, 2021. 3.2.2.3, 6.3.3
- [43] Leonard GC Hamey. Radiometric camera calibration. *Wiley Encyclopedia of Computer Science and Engineering*, pages 1–10, 2007. 3.2.2.4
- [44] LH 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. 3.2.2.4
- [45] Yang Wang, Mingyan Gu, Ling Chao, Jiajia Wu, Yuyu Lin, and Xiangyong Huang. Different chemical effect of hydrogen addition on soot formation in laminar coflow methane and ethylene diffusion flames. *International Journal of Hydrogen Energy*, 46(29):16063–16074, 2021. 4.1.2

- [46] Shunta Xu, Ziyi Tian, Songjie Tian, Liyang Xi, Yaojie Tu, and Hao Liu. Sustainability of hydrogen-enriched methane mild combustion over a wide range of hydrogen-blending ratios in a strongly heat-extracted well-stirred reactor. *Fuel*, 357:130035, 2024. 4.1.2
- [47] J Buckmaster and N Peters. The infinite candle and its stability—a paradigm for flickering diffusion flames. In *Symposium (International) on Combustion*, volume 21, pages 1829–1836. Elsevier, 1988. 4.1.3
- [48] Jianan Zhang and Albert Ratner. Effect of pressure variation on acoustically perturbed swirling flames. *Proceedings of the Combustion Institute*, 36(3):3881–3888, 2017. 4.1.3
- [49] Francisco Cepeda, Rodrigo Demarco, Felipe Escudero, Juan José Cruz Villanueva, Gonzalo Carvajal, and Andrés Fuentes. Influence of the oxygen index on acoustically forced laminar ethylene non-premixed flames. *Combustion and Flame*, 236:111745, 2022. 4.1.3
- [50] Christian Willert, Markus Raffel, Jürgen Kompenhans, Boleslaw Stasicki, and Christian Kähler. Recent applications of particle image velocimetry in aerodynamic research. *Flow Measurement and Instrumentation*, 7(3-4):247–256, 1996. 4.2.1
- [51] JC Matías, R Bardera, S Franchini, E Barroso, and S Sor. A comparative analysis of helicopter recovery maneuvers on a sfs by means of piv and balance measurements. *Ocean Engineering*, 275:114119, 2023. 4.2.2.2
- [52] Yuling Zhai, Guodong Xia, Zhuo Chen, and Zhouhang Li. Micro-piv study of flow and the formation of vortex in micro heat sinks with cavities and ribs. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 98:380–389, 2016. 4.2.2.3
- [53] V. Chernov, F. Escudero, J.J. Cruz, N.A. Eaves, and A. Fuentes. Sootimage: An image recreation, post-processing validation procedure for sooting axisymmetric flames. *Computer Physics Communications*, 300:109204, 2024. 5.1
- [54] S. B. Dworkin, J. A. Cooke, B. A.V. Bennett, B. C. Connelly, M. 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. 5.3.1, 6.3.3
- [55] Kae Ken Foo. Laminar flames. *Doc. Yale Flame*, 2019. Accessed: 2023-12-24. 5.3.1, 5.3.2, 6.2.1
- [56] Kae Ken Foo, Michael J. Evans, Zhiwei Sun, Paul R. Medwell, Zeyad T. Alwahabi, Graham J. Nathan, and Bassam B. Dally. Calculated concentration distributions and time histories of key species in an acoustically forced laminar flame. *Combustion and Flame*, 204:189–203, 2019. 5.3.1, 6.3.2, 6.3.3
- [57] Juan J. Cruz, Felipe Escudero, Ignacio Verdugo, Paulo Rivera, Nicolás Gutiérrez-Cáceres, Jérôme Yon, and Andrés Fuentes. Sooting propensity and maturity of gasoline/anisole blends in a laminar coflow diffusion flame. *Fuel*, 345:128091, 2023. 5.3.1
- [58] G. Arévalo, R. H. Hernández, C. Nicot, and F. Plaza. Particle image velocimetry measurements of vortex rings head-on collision with a heated vertical plate. *Phys. Fluids*, 22(5):1–8, 2010. 5.3.1
- [59] Richard A. Dobbins. Soot inception temperature and the carbonization rate of precursor particles. *Combust. Flame*, 130(3):204–214, 2002. 6.2.4