

## Producción de hollín en una llama laminar de difusión bajo modulación temporal de inyección de combustible

Nicolás Gutiérrez-Cáceres<sup>1,2</sup>, Nicolás Mancilla<sup>1</sup>, Javiera Igor<sup>1</sup>, Juan J. Cruz<sup>3</sup>,  
Rodrigo Hernández<sup>2</sup>, Rodrigo Demarco<sup>1</sup>, Andrés Fuentes<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Energy Conversion and Combustion Group (EC2G), Departamento de Industrias, Universidad Técnico Federico Santa María, Chile, Email: [rodrigo.demarco@usm.cl](mailto:rodrigo.demarco@usm.cl)

<sup>2</sup>Laboratory for advanced studies in non linear phenomena (LEAF-NL), Departamento de Ingeniería Mecánica, Universidad de Chile, Chile. Email: [nicolas.gutierrezca@usm.cl](mailto:nicolas.gutierrezca@usm.cl)

<sup>3</sup>Laboratorio de Energía (LABEN), Mechanical Engineering Section, Pontificia Universidad Católica del Perú, Perú, Email: [jjcruz@pucp.edu.pe](mailto:jjcruz@pucp.edu.pe)

### Resumen

Este estudio experimental investiga una llama laminar no premezclada y axisimétrica, con inyección forzada de combustible, enfocándose en la fracción de hollín y la temperatura durante su ciclo de pulsación. Utilizando la configuración ISF-4 (condición B) del International Sooting Flames, se aplicaron forzamientos sinusoidales, de rampa y una modificación de esta última al 40% de modulación a 20 Hz. Las velocidades del perfil se obtuvieron mediante Velocimetría por Imágenes de Partículas (PIV). Se midió la fracción de hollín y la temperatura a través de técnicas de atenuación de línea de visión (LOSA) y emisión a 800 nm. Los resultados muestran que la modulación afecta la velocidad de inyección y la producción de hollín, con la forma de rampa disminuyendo la producción en comparación con la sinusoidal. La temperatura varía ligeramente, destacando la forma de rampa en algunas fases del ciclo.

**Palabras clave:** Llama laminar no premezclada, producción de hollín, temperatura de hollín, velocidad de partículas por imágenes.

### Abstract

An experimental study of a non-premixed, axisymmetric laminar flame with forced fuel injection was conducted to evaluate the soot volume fraction and temperature throughout the phases of its periodic pulsation cycle. The configuration corresponds to the ISF-4 flame, co-flow 6 - condition B of the International Sooting Flames (ISF), generated with a Yale-type burner [1]. The flame was forced at 40% modulation at 20 Hz, using sinusoidal, ramp, and a modification of the ramp waveforms. Profile velocities were determined using Particle Image Velocimetry (PIV). Line of Sight Attenuation (LOSA) measurements and flame emission at a wavelength of 800 nm were performed to obtain the soot volume fraction and local soot temperature. The PIV technique was used to determine the effect of the forcing waveform on the velocity profiles at the Yale burner outlet. The results show stable fuel forcing based on the modulation of the forcing signal amplitude, producing an injection velocity variation of 40-90 cm/s for the studied flame, with a Reynolds number of 89 to 322 and a Froude number of 1.5 to 20.9. Soot emission shows an increasing trend during the pulsation cycle for the sinusoidal forcing flame (1.3 ppm). For the ramp waveform, the flame follows a similar trend to the sinusoidal but decreases soot production due to increased fuel injection velocity (0.9 ppm), leading to a higher reaction rate. Regarding temperature, variations of about 5% are observed in the average fields; however, these differences are not substantial except in specific phases of the pulsation cycle, where the ramp waveform presents higher values than the sinusoidal.

**Keywords:** Non-premixed laminar flame, soot production, soot temperature, particle image velocimetry.

### 1. Introducción

El consumo indiscriminado de combustibles fósiles libera gases de efecto invernadero (CO<sub>2</sub>, CO, NO<sub>x</sub>, SO<sub>x</sub>) y partículas a la atmósfera (hollín), contribuyendo al calentamiento global y a problemas

de salud humana [1]. Donde uno de los precursores de estos contaminantes, se debe a la combustión industrial, el cual se encuentra en el régimen de combustión turbulenta, dado los requerimientos que debe suplir el proceso, considerando cierta temperatura y envergadura de la llama. Sin embargo, esto involucra

un desproporcionado uso de combustible y pérdida de las variables de control que afectan el proceso de combustión, generando combustión incompleta y, por ende, mayores emisiones de contaminantes atmosféricos, entre ellos el hollín.

Un método para entender la formación de hollín es el desarrollo de sistemas vorticiales en una llama de difusión laminar forzada, permitiendo perturbaciones controladas [2]. Se han observado interacciones vorticiales dentro y fuera de la llama, con vórtices más pequeños dentro que fuera [3], correlacionándose con estructuras toroidales grandes fuera de la llama, influenciadas por la flotabilidad. Estos vórtices generan zonas de recirculación de aire y combustible al interior de la llama.

Estos vórtices toroidales se forman naturalmente, desplazándose desde la base de la llama hacia la punta con la corriente de aire circundante, alterando la tasa de deformación local y afectando la formación de hollín [4-7]. Los cuales también se conocen como inestabilidades Kelvin-Helmholtz [8].

El estudio de la producción de hollín en llamas no estacionarias es complejo, requiriendo técnicas experimentales más sofisticadas, principalmente debido por las velocidades de ocurrencia de los fenómenos. Esta complejidad puede reducirse estudiando llamas estadísticamente estacionarias o perturbadas a frecuencias controladas, proporcionando un marco comprensible para analizar la combustión en condiciones repetibles. Dworkin et al. [9] midieron la concentración de hollín en varias fases del ciclo de la llama, observando que el aumento del forzamiento acústico se correlaciona con una escalada en las emisiones de hollín. Donde el máximo de concentración de hollín puede aumentar hasta un 94% con la modulación de la inyección de combustible. Otros estudios, como los de Foo et al. [10], indican que la dinámica de la llama y su geometría se ven afectadas más que la producción total de hollín por el diámetro de la boquilla y la frecuencia de pulsación. Además, Foo et al. [11] identificaron factores clave en la formación de hollín en quemadores pulsados acústicamente.

En estudios anteriores [12], los autores llevaron a cabo una caracterización simultánea obteniendo datos experimentales para evaluar la fracción en volumen de hollín y la temperatura a lo largo de las fases de su ciclo periódico. Se forzó una llama con una modulación del 50% a 20 Hz, utilizando una forma sinusoidal. Estos resultados permitieron estimar la radiación de hollín en cada fase resolviendo la ecuación de transferencia radiativa. Por ello, es fundamental explorar nuevas modulaciones que puedan resultar de interés para la comunidad científica y proporcionar información adicional a lo que ya se tiene.

Por consiguiente, en este estudio, se realizará una modulación al 40%, en función de un voltaje determinado, para modulaciones con forma de onda

sinusoidal y rampa, proporcionando nuevos datos y análisis en la velocidad alcanzada, formación de la fracción en volumen de hollín y temperatura.

## 2. Metodología

Este estudio considera el uso de diferentes técnicas de medición experimental no intrusivas, permitiendo la obtención de diversas propiedades físicas de las llamas. Estas técnicas incluyen mediciones de extinción y emisión para determinar la fracción en volumen de hollín y la temperatura del hollín, así como velocimetría por imágenes de partículas (PIV) para analizar los perfiles de velocidad del combustible.

A continuación, se describen en detalle los aparatos experimentales empleados y los modelos físicos aplicados.

### 2.1. Condiciones experimentales

La Figura 1 muestra el montaje experimental utilizado. Las llamas de difusión laminar se estabilizaron en un quemador de co-flujo (1), construido según las especificaciones reportadas por el grupo de Yale [10-12]. El tubo central de combustible es ligeramente más pequeño (3.9 mm) que el especificado originalmente (4.0 mm), por lo que las tasas de flujo de combustible y oxidante se ajustaron cuidadosamente para garantizar una velocidad de salida promedio en frío de 35 cm/s (referencia a 21 °C y 1.0 atm). Para generar llamas laminares que varían con el tiempo, se colocó un altavoz Dayton Studio ND90-4 debajo del tubo central del quemador para inducir fluctuaciones de presión durante la inyección de combustible. El altavoz fue modulado por un generador de funciones Rigol DG-1022 Z (6) usando una onda sinusoidal con una frecuencia de 20 Hz, idéntico al utilizado en [12]. La mezcla de combustible que contiene 40% de etileno y 60% de nitrógeno en fracción molar, rodeada por un flujo de aire de coflujo, se suministró al quemador utilizando tres controladores de flujo másico térmico (7, 8 y 9) modelos Bronkhorst F-201, F-201 y F-203, respectivamente. Estas condiciones permiten generar la llama ISF-4 coflow 6. La frecuencia de 20 Hz está cerca de un múltiplo de la frecuencia natural de parpadeo (9.8 Hz [12]) de la llama (sin co-flujo de aire e inyección forzada de combustible), lo que resulta en una respuesta óptima del altavoz [13].

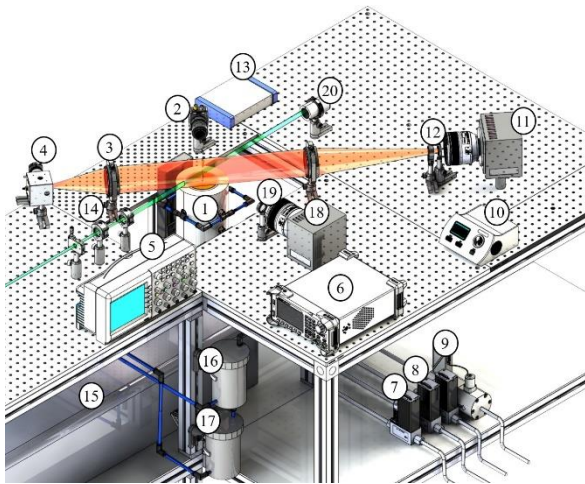


Figura 1: Aparato experimental en el quemador Yale.  
Fuente: Elaboración propia.

Las mediciones de extinción de luz/emisión de llama se llevaron a cabo para obtener la fracción de volumen de hollín y la temperatura del hollín, utilizando un arreglo óptico similar al descrito en [12, 14]. Para ello, los LED pulsados (TH M660L2 y M810L5) (4), acoplados a una esfera integradora y una lente acromática (3), generan una luz de fondo colimada uniforme. Una segunda lente acromática enfoca la emisión de la llama y la luz atenuada en una cámara Photron Mini AX-50 (11) equipada con una lente AF-S Micro-Nikkor de 105 mm. Se utilizaron filtros de banda de 800 nm (ancho de banda de 25~nm) (12) para obtener mediciones resueltas espectralmente. Además, se empleó un filtro de densidad neutra (40%) para atenuar la señal capturada en las fases de mayor intensidad luminosa a 800 nm y mantener un tiempo de exposición consistente (1000  $\mu$ s) en todas las mediciones. Los efectos de desviación del haz pueden ser importantes en llamas con un grosor óptico sustancial o bajo condiciones de alta presión al utilizar haces colimados [15]. Sin embargo, en llamas de co-flujo bajo condiciones ambientales, la desviación del haz se puede minimizar (o descartar) empleando una configuración telecéntrica con una pequeña apertura (alto número f) y una fuente de luz uniforme [16], como se utilizó en este estudio. Para mejorar la relación señal-ruido, se capturaron 250 pares de imágenes de extinción/emisión en cada una de las veinte fases del ciclo, utilizando un desfase temporal de 2.5 ms, es decir, 18°, para obtener mediciones resueltas en el tiempo. Debido a la variación significativa de la emisión de la llama, el diafragma de la lente de la cámara se ajustó ligeramente en tres posiciones cercanas para mejorar la detección de la señal. El sistema óptico se calibró mediante radiancia absoluta con un sistema Labsphere Helios USLR-V, utilizando la misma configuración que para los experimentos, lo que permitió obtener la temperatura del hollín a partir de los campos de emisión de la llama.

La amplitud de la señal sinusoidal aplicada al altavoz afecta la inyección de combustible, lo que resulta en un cambio en la velocidad a la salida del tubo. Se realizaron mediciones PIV utilizando la segunda armónica de un láser de doble pulso Nd Litron (15) operando a 20 Hz. Una rendija ajustable, una lente esférica ( $f = 300$  mm) y dos lentes cilíndricas ( $f = -50$  y  $-75$  mm) (14) generan una hoja de láser de  $700 \mu\text{m} \times 45$  mm en el centro de la salida del tubo de combustible. Debido a la baja velocidad del flujo de combustible y oxidante, se utilizaron partículas de humo de varitas de incienso para generar partículas trazadoras en los flujos bajo condiciones inertes (sin llama). Cuyas partículas trazadoras se forman a través de la condensación y coagulación de vapores resultantes de la combustión del incienso [17], con un diámetro medio de aproximadamente  $0.8 \mu\text{m}$  y una densidad de  $1100 \text{ kg/m}^3$  [18]. Para estos valores, se estimó que el número de Stokes (Stk) de las partículas de humo estaba por debajo de  $1.5 \times 10^{-5}$ , cumpliendo con el criterio de  $\text{Stk} \ll 1$  para un seguimiento aceptable de la velocidad del gas. Así, las partículas trazas tienen la capacidad de responder a las fluctuaciones de velocidad local y dispersar una cantidad medible de luz necesaria para PIV [19], siguiendo la misma metodología presentada en el trabajo [12]. El humo se introdujo en el flujo de combustible y aire a través de dos derivaciones ubicadas después de los medidores de flujo. Una porción del flujo total de aire/combustible se inyecta en los tanques de humo (16 y 17) a través de una válvula de control de flujo. Posteriormente, el humo se mezcla con el flujo restante, asegurando que las tasas de flujo total de aire/combustible establecidas por los medidores de flujo se mantengan. Se capturaron 100 pares de imágenes de las partículas trazadoras con otra cámara Photron mini AX-100 (18) con un lente de 532 nm (19), montada perpendicularmente a la hoja de láser y sincronizada con cada uno de los disparos.

El tiempo entre los dos disparos del láser se ajustó en cada una de las veinte fases de la llama, variando de 200 a 450  $\mu$ s, asegurando el desplazamiento adecuado de las partículas trazadoras dentro de la ventana de interrogación. La velocidad local se obtuvo a través de la correlación cruzada de las imágenes de las partículas trazadoras utilizando el código OpenPIV [20]. El procesamiento se realizó en dos pasos con una ventana de interrogación de  $64 \times 64$  y  $32 \times 32 \text{ px}^2$  y con un solapamiento del 50%, resultando en campos de vectores con una resolución espacial de 0.25 mm. Las mediciones PIV se realizaron sin llama, ya que la respuesta temporal de la velocidad del combustible debe medirse bajo condiciones inertes (flujo frío), según Connelly et al. [21] y Gutiérrez et al. [12].

Un fotodiodo de alta velocidad, acoplado a un objetivo Pentax de 12 mm (2), se enfocó en la llama para monitorear su evolución temporal y sincronizar la captura de cada fase de la llama. Esto se logró ajustando el tiempo de retraso de la señal de sincronización entregada por el generador de pulsos (13) entre el altavoz y el sistema de PIV y absorción/emisión. Este procedimiento se verificó con un osciloscopio (8) donde se monitoreó continuamente el inicio de las exposiciones de la cámara (11 o 18), los disparos del láser (17) y la señal del fotodiodo (2).

## 2.2. Velocidad por imágenes de partículas (PIV)

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

Para caracterizar el flujo de salida, la variación temporal de la amplitud en la respuesta del flujo ( $\alpha(t)$ ) se define como [10]:

$$\alpha(t) = \frac{v_c(t) - \bar{v}_c}{\bar{v}_c} \quad (1)$$

Donde  $v_c(t)$  es la velocidad en la línea central y  $\bar{v}_c$  es la velocidad media en la línea central a una altura sobre el quemador (HAB) de 2 mm.

Los campos de velocidad se obtienen con el uso del código OpenPIV, para 20 de fases del flujo, que va desde 0° a 342°, con un incremento de 18°. Analizando la velocidad en el centro del tubo a 2 mm de altura sobre el quemador, haciendo uso de la Serie de Fourier, considerado que las funciones que perturban el flujo son oscilatorias.

En Gutiérrez et al. [12] se establece una ecuación que permite determinar la modulación porcentual máxima que caracteriza la velocidad forzada del combustible:

$$\alpha(\%) = a_1 \cdot mV - a_2 \quad (2)$$

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). Además,  $a_1$  y  $a_2$  representan parámetros de ajuste para cada uno de los casos, ya sea sinusoidal o rampa.

## 2.3. Fracción en volumen de hollín.

Las mediciones de extinción y emisión capturadas por la cámara proporcionan campos integrados a lo largo de la línea de visión de la transmisividad de la llama ( $\tau_\lambda$ ) y la emisión calibrada de la llama ( $P_\lambda$ ) [22], respectivamente. Una deconvolución espacial de estos campos, utilizando una discretización de la técnica

Onion-peeling con regularización de Tikhonov [23], permite obtener el coeficiente de extinción local ( $\kappa_{ext,\lambda}$ ) y la emisión local de la llama ( $J_\lambda$ ) en el plano de simetría de la llama [24]. Cuando se usa el límite superior del visible y el infrarrojo cercano (~800 nm), se puede despreciar el efecto de dispersión de luz como ( $\kappa_{abs,\lambda} = \kappa_{ext,\lambda}$ ) [25]. Esto se basa en el hecho de que los coeficientes de absorción y dispersión del hollín exhiben una dependencia espectral de  $\lambda^{-1}$  y  $\lambda^{-4}$ , respectivamente [26], por lo que la contribución de la dispersión a la extinción puede considerarse despreciable para la estimación de la temperatura cuando se utilizan mediciones obtenidas a 800 nm [27]. Con el conocimiento de  $\kappa_{abs,\lambda}$  y un valor asumido para la función de absorción del hollín  $E(m,\lambda)$  a 800 nm, se puede obtener la fracción en volumen de hollín ( $f_s$ ):

$$f_s = \frac{\kappa_{abs,\lambda} \cdot \lambda}{6\pi E(m,\lambda) (1 + \alpha_\lambda)} \quad (3)$$

Se asume  $E_m$  para partículas de hollín maduras correspondiente a 0.37 según [25], y  $\alpha_\lambda$  es la relación del coeficiente de dispersión al de absorción.

Además, se tiene que la fracción en volumen de hollín integrada radialmente ( $\beta$ ) se utiliza como un indicador de la cantidad total de hollín a cada altura sobre el quemador (HAB), y se define como:

$$\beta = 2\pi \int f_s(r) dr \quad (4)$$

Donde  $r$  se define como la posición radial.

## 2.4. Temperatura de la llama.

La elección de una única longitud de onda para las mediciones de temperatura es preferible a la pirometría de dos colores, debido a la posible contribución de la dispersión en longitudes de onda más bajas, lo que podría afectar los resultados obtenidos con la técnica de dos colores [12]. Al asumir un equilibrio termodinámico local, el  $J_\lambda$  es igual al coeficiente de absorción  $\kappa_{abs,\lambda}$  multiplicado por la intensidad espectral del cuerpo negro  $I_{bb,\lambda}$ , se obtiene la temperatura del hollín  $T_s$  a un color se puede obtener como [25]:

$$T_s = \left( -\frac{k_b \lambda}{hc} \ln \left( \frac{J_\lambda \cdot \lambda^5}{2hc^2 \kappa_{abs,\lambda}} \right) \right)^{-1} \quad (5)$$

Donde  $\lambda$  es la longitud de onda de detección,  $k_b$  y  $h$  son las constantes de Boltzmann y Planck, respectivamente, y  $c$  es la velocidad de la luz.

## 3. Resultados

En esta sección, se presentan y discuten los resultados obtenidos a partir de las técnicas de medición experimental no intrusivas aplicadas en el estudio. Los análisis se enfocan en dos aspectos principales: la temperatura del hollín, y la evaluación de los perfiles de velocidad del flujo de combustible utilizando velocimetría por imágenes de partículas (PIV), y la caracterización de las propiedades ópticas del hollín,

rango de valores máximos (40-90 cm/s). Como era de esperar, se observan valores de velocidad más altos en la línea central y más bajos alrededor de los bordes del tubo (~2 mm), debido a la condición de no deslizamiento.

En la Figura 2 inferior, se muestra la evolución temporal de la velocidad en la línea central a lo largo de las

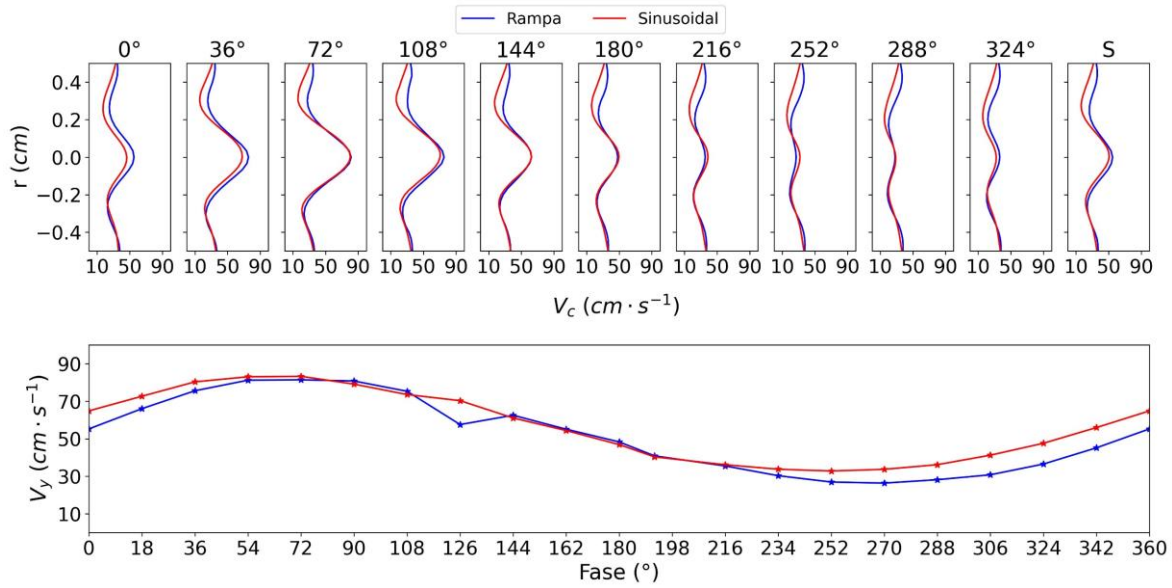


Figura 2. (Arriba) Perfiles de velocidad radial a 2 mm de altura sobre el quemador (HAB) para la modulación sinusoidal y rampa. (Abajo) Evolución temporal de la velocidad en la línea central del quemador.

Fuente: Elaboración propia.

incluyendo la fracción en volumen de hollín y temperatura.

Se comparan las modulaciones de señal rampa y sinusoidal para entender su impacto en la dinámica del flujo y la distribución del hollín en las llamas. Los resultados ofrecen una visión integral del comportamiento de la llama bajo diferentes condiciones de inyección forzada.

### 3.1. Perfil de Velocidad.

En este estudio, se evaluaron los perfiles radiales de la velocidad axial bajo dos condiciones de modulación diferentes: una señal con forma de onda sinusoidal y una señal con forma de onda rampa, ambas con una amplitud del 40%. Las mediciones se realizaron a una altura sobre el quemador (HAB) de 2 mm para 20 fases del ciclo y para la condición de inyección estable (S), como se muestra en la Figura 2.

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 con respecto a la línea central ( $r = 0$ ) y exhiben un amplio

veinte fases del ciclo para HAB=2 mm. El ( $V_c$ ) a HAB=2 mm experimenta un rápido aumento durante el primer cuarto del ciclo (~90°) y luego disminuye hasta la tercera parte del ciclo, pero sin invertir 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 aumento en la velocidad a 2 mm sin afectar las velocidades en otras alturas. Esto se atribuye principalmente a la inercia del fluido, causando un movimiento ascendente dentro del quemador y generando una mayor velocidad sin influir simultáneamente en las regiones superiores del fluido. Se puede notar que el  $\bar{V}_c$  a HAB=2 mm se estimó en 60 cm/s, y este valor se utilizó para definir el inicio del ciclo (fase 0°).

Las ecuaciones obtenidas para estos casos con una modulación del 40% son las siguientes:

$$\begin{aligned}\alpha_{sin}(\%) &= 0.309 \cdot mV - 9.059 \\ \alpha_{ram}(\%) &= 0.182 \cdot mV - 4.549\end{aligned}\quad (6)$$

La relación utilizada para la modulación sinusoidal es la misma presentada en [12]. Bajo la misma metodología, se obtiene la ecuación  $\alpha_{ram}$  que permite establecer



una dependencia entre el nivel de modulación y el voltaje inducido.

Se aprecia en la fase 126° una disminución importante de la velocidad en la modulación rampa, en contraste con el comportamiento sinusoidal, esto se debe a la bajada natural que tiene la función rampa, la que tiende a generar una respuesta en la velocidad.

rango de sensibilidad de la técnica. En estas zonas azules se encuentran nanopartículas o hollín incipiente no detectable por la técnica utilizada [28, 20], lo que causa que en las fases de 36° a 90° no se aprecien perfiles de fracción en volumen de hollín, informando Foo et al. [10] una emisión cercana a 0.1 ppm en esta zona. Se aprecia cómo a medida que transcurre el

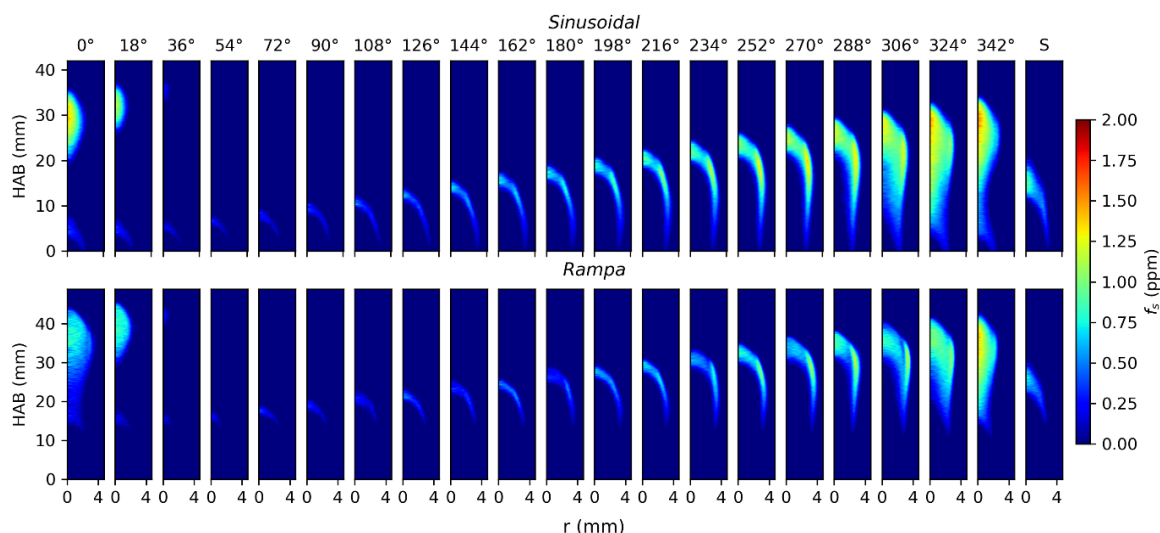


Figura 3. Evolución temporal de la fracción en volumen de hollín para la modulación sinusoidal (arriba) y modulación (rampa).

Fuente: Elaboración propia.

Al comparar las dos señales de modulación (rampa y sinusoidal), se observa que ambas presentan una evolución similar en términos generales, pero con diferencias en las amplitudes máximas y mínimas de la velocidad. La señal sinusoidal tiende a generar mayores variaciones en la velocidad a lo largo del ciclo, mientras que la señal rampa produce un aumento más gradual y continuo de la velocidad.

### 3.2. Fracción en volumen de hollín

La Figura 3 presenta los campos de hollín obtenidos para las 20 fases de pulsación, considerando la forma de onda sinusoidal (imagen superior) y la forma de onda rampa (imagen inferior). Se considera un promedio de 250 imágenes para cada fase, correspondientes a las emisiones de hollín a  $\lambda = 800$  nm. Las imágenes sirven como un indicador de la estructura de la llama a lo largo del tiempo, la cual difiere significativamente de la llama estacionaria, denominada “S”, especialmente en el cuello de la llama y el desplazamiento de la región fría (azul) de la llama. Dicha zona azul representa una región de baja o nula concentración de hollín, las cuales están fuera del

tiempo, esta zona azul va creciendo en altura y tamaño hasta la fase 288°, instante en el cual la llama comienza a reaccionar hacia el interior, produciendo hollín desde los bordes hacia adentro, hasta la fase 18°. A medida que la llama asciende, la zona aumenta de tamaño hasta que la llama se separa del quemador en la fase de 0°, donde la zona comienza a oxidarse hacia el interior, incrementando la fracción en volumen de hollín en un  $3.0 \pm 0.4\%$  entre cada fase, desde 36° a 216°, para luego incrementar en un 22 a 35%, entre las fases 216° a 0°, para la llama sinusoidal. Mientras que la onda de rampa tiene un comportamiento emisivo mucho menor con respecto a la sinusoidal, donde el aumento es de  $1.8 \pm 0.6\%$  desde 36° a 216°, incrementando un 14% para las fases entre 216° a 324°, aproximadamente. Se puede apreciar una separación de la llama en la fase 18° para ambas formas de onda, que se debe principalmente a los efectos de flotabilidad, donde la parte superior de la llama asciende y la inferior descende, producido por la inyección variable de combustible en la salida del quemador por el movimiento del parlante.

Los valores mínimos de la emisión de hollín corresponden a las fases  $36^\circ$  a  $180^\circ$ , con promedios cercanos a 0.15 y 0.13 ppm, para las ondas sinusoidal y rampa, respectivamente. Mientras que los valores de mayor emisión se obtienen en las fases más intensas,  $270^\circ$  a  $0^\circ$ , con un promedio de 0.4 a 0.6 ppm y 0.2 a 0.5 ppm, para las ondas sinusoidal y rampa, respectivamente. El valor máximo de  $f\nu$  para 800 nm se alcanza en la fase de  $324^\circ$  en ambos casos, con una concentración de  $1.2 \pm 0.12$  ppm para el caso sinusoidal

emisión del hollín con respecto al tamaño de la llama visualizada.

### 3.3. Temperatura

La temperatura del hollín se determinó a partir del coeficiente de extinción y los campos de emisión local del hollín, verificándose mediante una esfera de calibración para obtener mejores resultados. Estos resultados para ambas formas de onda y sus respectivas

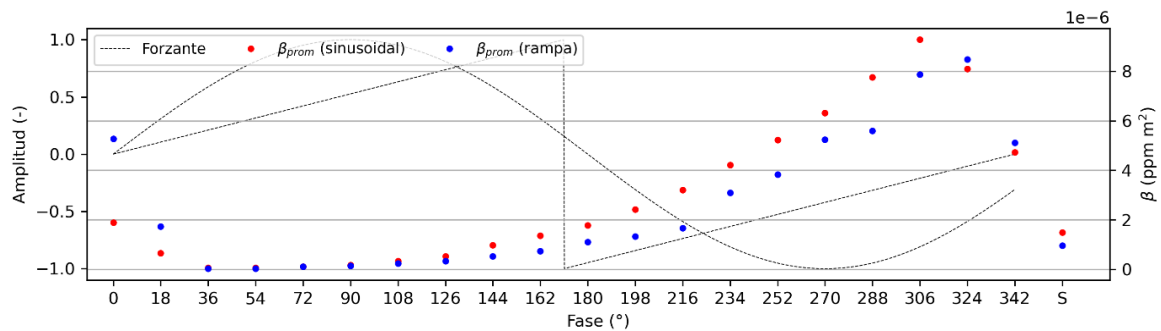


Figura 4. Evolución temporal de la fracción en volumen de hollín integrada radialmente para la modulación sinusoidal y rampa. Fuente: elaboración propia.

y  $0.9 \pm 0.09$  ppm para el caso rampa.

Se espera encontrar hollín en las zonas de mayor temperatura dentro de la llama, cerca de 1700 K [29], por lo que, en las zonas de menor temperatura, la presencia de hollín puede no ser suficiente para la técnica aplicada en este estudio. El área de interés de esta investigación se centra en regiones con temperaturas superiores a 1700 K. Aunque el hollín incipiente comienza a formarse a una temperatura de 1300 K [19], solo es posible visualizar el hollín si la resolución de la técnica lo permite. En áreas fuera del rango, no es posible evaluar la emisión de hollín [12]. También se observa que la distribución de la concentración de hollín sigue la tendencia de las temperaturas más altas de la llama [29].

En la Figura 4, se presentan los resultados correspondientes a la emisión total de hollín en ppm por metro cuadrado. Estos resultados se obtienen según [12]. Del análisis anterior, se observa una mayor emisión por metro cúbico de llama en las fases de mayor intensidad, siguiendo la misma tendencia sinusoidal que la pulsación acústica (línea negra punteada). Esta tendencia presenta un pequeño desfase, que corresponde a la inercia presente en el combustible, ocurriendo desde el ascenso hasta el descenso del altavoz, completando un ciclo. Sin embargo, estos resultados siguen la misma tendencia que las presentadas en la Figura 2, ya que los campos integrados radialmente del hollín permiten entregar la

fases se presentan en la Figura 5. En la llama estable (sin pulsación), la temperatura varía de 1700 a 2200 K, correspondiente a las regiones visibles de hollín, tal como se informa en [9, 10, 12]. Estas figuras muestran que temperaturas obtenidas están próximas a las reportadas por [10, 12]. Se aprecia que en las zonas más intensas (fases  $270^\circ$  a  $18^\circ$ ), la temperatura tiene un promedio cercano a 1982 y 2043 K, para la onda sinusoidal y rampa, respectivamente, coincidiendo con las emisiones máximas de hollín para cada forma de onda. En los casos de la llama sinusoidal, las temperaturas oscilan entre 1500 y 1950 K, mientras que para la rampa oscilan entre 1790 y 2282 K, encontrándose diferencias importantes en los núcleos de cada llama. El comportamiento de la llama sinusoidal muestra un aumento de temperatura mayor que la rampa, donde esta última se demora aproximadamente 10 ms en alcanzar una temperatura interna similar a la sinusoidal. Además, se aprecia que el comportamiento de la forma de onda produce un retraso en la separación de la llama rampa en comparación con la sinusoidal (fase  $0^\circ$ ). La temperatura sirve también para entender y visualizar el sentido y dirección del proceso de combustión dentro de la llama, donde las zonas de mayor temperatura corresponden a zonas más reactivas [26,30]. Ambas formas de onda indican que la reacción ocurre preferentemente desde arriba hacia abajo, como se aprecia en las fases  $54^\circ$  a  $288^\circ$ , con temperaturas cercanas a los 2250 K para ambos casos. Posteriormente, en la fase  $324^\circ$ , la temperatura

aumenta en la zona del cuello de la llama, visibilizando la zona reactiva en ese sector y consumiendo el

Este estudio ofrece una visión más completa y detallada de las propiedades del hollín en la llama ISF-

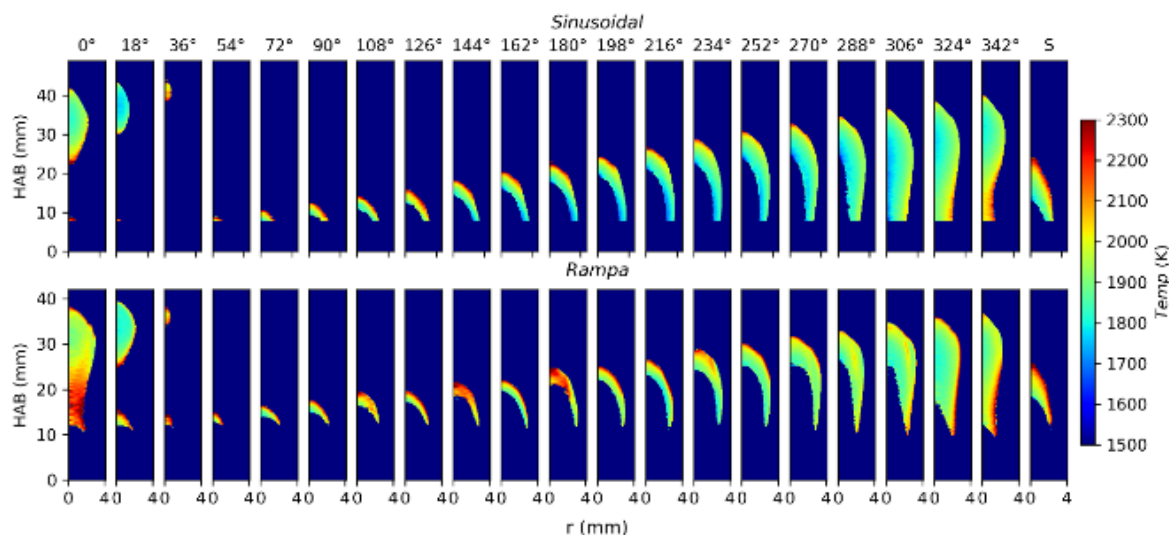


Figura 5. Evolución temporal de la temperatura del hollín para la modulación sinusoidal (arriba) y modulación rampa (abajo). Fuente: elaboración propia.

combustible hacia el núcleo de la llama. La temperatura máxima obtenida es para el caso de la rampa, donde la temperatura promedio máxima alcanzada es en la fase  $0^\circ$  con 2227 K, mientras que en la sinusoidal es de 1989 K. Las zonas azules en el núcleo de la llama corresponden a áreas frías ( $\approx 1500$  K), zonas ricas en combustible reactivo, donde la técnica no posee la resolución suficiente para detectar la temperatura.

#### 4. Conclusión

Se realizó un estudio experimental para caracterizar en detalle una llama oscilante acústicamente forzada tipo Yale en términos de velocidad del flujo en frío, fracción en volumen de hollín y temperatura. Se llevaron a cabo mediciones de extinción y emisión para obtener propiedades del hollín resueltas espacial y temporalmente, cercanas al límite de detección de la técnica. El flujo en frío se caracterizó utilizando mediciones de PIV, lo que permitió desarrollar una correlación lineal con la amplitud del altavoz. Este punto es crucial para la correcta determinación de las condiciones de contorno para simulaciones numéricas.

Los resultados se compararon con estudios previos, y la información proporcionada se enriqueció mediante experimentos detallados y procesamiento de datos. Se encontró que la fracción en volumen de hollín aumenta a medida que progresa la fase del ciclo de la llama. En contraste, la temperatura se mantiene dentro de un rango constante para todas las fases.

4 coflow 6 con una configuración experimental menos utilizada en esta llama en particular, además de presentar una nueva modulación (rampa) y un nivel de forzamiento distinto. Por lo tanto, esta metodología permite la determinación de propiedades del hollín más detalladas (como la madurez del hollín, la función de absorción y la contribución de dispersión) con un equipo experimental relativamente simple.

#### 5. Agradecimientos

Este trabajo fue parcialmente financiado por DPP-UTFSM a través de la iniciativa PIIC no. 042/2023.

#### 6. Referencias

- [1] Z. Ristovski, B. Miljevic, N. Surawski, L. F. K. Morawska, F. Goh y e. al., «Respiratory health effects of diesel particulate matter,» *Respirology*, p. 17:201–12, 2011.
- [2] N. Magina, V. Acharya y T. Lieuwen, «Forced response of laminar non-premixed jet flames,» *Progress in Energy and Combustion Science*, p. 70:89–118, 2019.
- [3] Wang, Q., Gohari Darabkhani, H., Chen, L., & Zhang, Y. (2012). Vortex dynamics and structures of methane/air jet diffusion flames with air coflow. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 37, 84–90. <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2011.10.006>
- [4] Arévalo G, Hernández HR, Nicot C, Plaza F. Vortex ring head-on collision with a heated vertical plate. *Phys Fluids* 2007;19(8):1–10. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2759880>.



- [5] Cuoci A, Frassoldati A, Faravelli T, Ranzi E. Soot formation in unsteady counterflow diffusion flames. *Proc Combust Inst* 2009;32 I(1):1335–42. <http://dx.doi.org/10.1016/j.proci.2008.05.088>.
- [6] Li G, Zhou M, Wang Y. Sensitivity of soot formation to strain rate in steady counterflow flames determines its response under unsteady conditions. *Combust Flame* 2022;241. <http://dx.doi.org/10.1016/j.combustflame.2022.112107>.
- [7] Rowhani A, Sun Z, Medwell PR, Nathan GJ, Dally BB. Relationships between soot and the local instantaneous strain rate in turbulent non-premixed bluffbody flames. *Energy Fuels* 2022;36(19):12181–91. <http://dx.doi.org/10.1021/acs.energyfuels.2c02337>.
- [8] Kalbhor A, van Oijen J. Effects of curvature on soot formation in steady and unsteady counterflow diffusion flames. *Combust Flame* 2022;241. <http://dx.doi.org/10.1016/j.combustflame.2022.112108>.
- [9] Dworkin SB, Connelly BC, Schaffer AM, Bennett BA, Long MB, Smooke MD, et al. Computational and experimental study of a forced, time-dependent, methane-air coflow diffusion flame. *Proc Combust Inst* 2007;31 I(1):971–8. <http://dx.doi.org/10.1016/j.proci.2006.08.109>.
- [10] Foo KK, Sun Z, Medwell PR, Alwahabi ZT, Nathan GJ, Dally BB. Soot evolution and flame response to acoustic forcing of laminar non-premixed jet flames at varying amplitudes. *Combust Flame* 2018;198:249–59. <http://dx.doi.org/10.1016/j.combustflame.2018.09.022>.
- [11] Foo KK, Evans MJ, Sun Z, Medwell PR, Alwahabi ZT, Nathan GJ, et al. Calculated concentration distributions and time histories of key species in an acoustically forced laminar flame. *Combust Flame* 2019;204:189–203. <http://dx.doi.org/10.1016/j.combustflame.2019.03.019>.
- [12] Gutiérrez, N., Mancilla, N., Cruz, J. J., Rivera, P., Escudero, F., Elicer, J. C., Hernandez, R., Demarco, R., & Fuentes, A. (2024). 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). <https://doi.org/10.1016/j.fuel.2024.131957>.
- [13] Mohammed RK, Tanoff MA, Smooke MD, Schaffer AM, Long MB. Computational and experimental study of a forced, timevarying, axisymmetric, laminar diffusion flame. *Symp Combust Proc* 1998;27(1):693–702. [http://dx.doi.org/10.1016/S0082-0784\(98\)80462-1](http://dx.doi.org/10.1016/S0082-0784(98)80462-1).
- [14] Cruz JJ, Escudero F, Verdugo I, Rivera P, Gutiérrez-Cáceres N, Yon J, et al. Sooting propensity and maturity of gasoline/anisole blends in a laminar coflow diffusion flame. *Fuel* 2023;345:128091. <http://dx.doi.org/10.1016/j.fuel.2023.128091>.
- [15] Zhou J ML, Y. W. Planar light extinction measurement of soot volume fraction in laminar counterflow diffusion flames. *Front Mech Eng* 2021. <http://dx.doi.org/10.3389/fmech.2021.720917>.
- [16] Greenberg PS, Ku JC. Soot volume fraction imaging. *Appl Opt* 1997;36(22):551422. <http://dx.doi.org/10.1364/AO.36.005514>.
- [17] Hamdi M, Havet M, Rouaud O, Tarlet D. Comparison of different tracers for PIV measurements in EHD airflow. *Exp Fluids* 2014;55(4). <http://dx.doi.org/10.1007/s00348-014-1702-z>.
- [18] Arévalo G, Hernández RH, Nicot C, Plaza F. Particle image velocimetry measurements of vortex rings head-on collision with a heated vertical plate. *Phys Fluids* 2010;22(5):1–8. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3410800>.
- [19] Cheng YS, Bechtold WE, Yu CC, Hung IF. Incense smoke: Characterization and dynamics in indoor environments. *Aerosol Sci Technol* 1995;23(3):271–81. <http://dx.doi.org/10.1080/02786829508965312>.
- [20] Hamdi M, Havet M, Rouaud O, Tarlet D. Comparison of different tracers for PIV measurements in EHD airflow. *Exp Fluids* 2014;55(4). <http://dx.doi.org/10.1007/s00348-014-1702-z>.
- [21] Connelly BC. Quantitative characterization of steady and time-varying, sooting, laminar diffusion flames using optical techniques [Ph.D. thesis], Yale University; 2009.
- [22] Cruz JJ, Escudero F, Álvarez E, da Silva LFF, Carvajal G, Thomsen M, et al. Three-wavelength broadband soot pyrometry technique for axisymmetric flames. *Opt Lett* 2021;46(11):2654–7. <http://dx.doi.org/10.1364/OL.424529>.
- [23] Daun KJ, Thomson KA, Liu F, Smallwood GJ. Deconvolution of axisymmetric flame properties using tikhonov regularization. *Appl Opt* 2006;45(19):4638–46. <http://dx.doi.org/10.1364/AO.45.004638>.
- [24] Rodríguez A, Escudero F, Cruz J, Carvajal G, Fuentes A. Retrieving soot volume fraction fields for laminar axisymmetric diffusion flames using convolutional neural networks. *Fuel* 2021;285:119011. <http://dx.doi.org/10.1016/j.fuel.2020.119011>.
- [25] Yon J, Cruz JJ, Escudero F, Morán J, Liu F, Fuentes A. Revealing soot maturity based on multi-wavelength absorption/emission measurements in laminar axisymmetric coflow ethylene diffusion flames. *Combust Flame* 2021;227:147–61. <http://dx.doi.org/10.1016/j.combustflame.2020.12.049>.
- [26] Liu F, Glder IO, Smallwood GJ, Ju Y. Non-grey gas radiative transfer analyses using the statistical narrow-band model. *Int J Heat Mass Transfer* 1998;41(14):2227–36. [http://dx.doi.org/10.1016/S0017-9310\(97\)00267-6](http://dx.doi.org/10.1016/S0017-9310(97)00267-6).
- [27] Jalain R, Bonnety J, Matynia A, Citerne J, Dutilleul H, Jocher A, et al. Influence of sub-atmospheric pressure on flame shape and sooting propensity in ethylene laminar coflow non-premixed

flame. *Combust Flame* 2024;259:113173. <http://dx.doi.org/10.1016/j.combustflame.2023.113173>.

[28] Kholghy, M. R., Afarin, Y., Sediako, A. D., Barba, J., Lapuerta, M., Chu, C., Weingarten, J., Borshanpour, B., Chernov, V., & Thomson, M. J. (2017). Comparison of multiple diagnostic techniques to study soot formation and morphology in a diffusion flame. *Combustion and Flame*, 176, 567–583. <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2016.11.012>

[29] Foo, K. K., Sun, Z., Medwell, P. R., Alwahabi, Z. T., Dally, B. B., & Nathan, G. J. (2017). Experimental investigation of acoustic forcing on temperature, soot volume fraction and primary particle diameter in non-premixed laminar flames. *Combustion and Flame*, 181, 270–282. <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2017.04.002>

[30] Escudero, F., Fuentes, A., Consalvi, J. L., Liu, F., & Demarco, R. (2016). 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. <https://doi.org/10.1016/J.FUEL.2016.06.126>