
CAMPO DE TEMPERATURAS EN CHORROS DE GAS POR DEFLECTOMETRÍA MOARÉ

Isidoro Martínez

Antonio Angulo

E.T.S.I. Navales (U.P.M.)

1. Introducción

SE describe en este artículo parte de los trabajos realizados en el Laboratorio de Microgravedad de la UPM (Lamf-ETSIA), desarrollando un procedimiento de evaluación cuantitativa del campo de temperatura en chorros de gas por deflectometría moaré (Dicc.: *moaré*: tela fuerte que por superposición de entramados hace aguas a la vista).

Resulta relativamente sencillo montar un deflectómetro moaré en un rudimentario banco óptico, y así se hizo en este laboratorio en 1989 como parte de un trabajo (para la Agencia Espacial Europea) de investigación y desarrollo de técnicas experimentales de utilidad en el diagnóstico de experimentos de combustión en microgravedad [1]. Para ello se usó un pequeño láser de HeNe de 0,5 mW, dos lentes biconvexas para ensanchar el haz colimado desde los 0,5 mm de diámetro hasta unos 30 mm de diámetro a la salida (como se muestra en la figura 1) y dos láminas de plástico recortados de una transparencia en la que mediante una impresora láser se habían grabado líneas rectas a razón de 150 por pulgada.

Esos primeros ensayos mostraron que era necesario un equipo más sofisticado si se querían hacer evaluaciones cuantitativas, principalmente debido al tamaño del haz de luz colimada, que en el montaje inicial era de 30 mm de diámetro y que había que pasar a unos 100 mm de diámetro para cubrir todo el campo de interés.

Aprovechando el esfuerzo necesario para ese trabajo, y en vista del interés intrínseco de esta técnica experimental, se decidió dotar al Laboratorio de

Microgravedad de un equipo comercial avanzado de deflectometría moaré, para poder atender éste y futuros estudios de diagnóstico termofluidodinámico no intrusivo, adquiriendo el equipo OMS-400 de la casa Rotlex (Israel). En esta línea de equipamiento básico, se procedió también a la adquisición de una cámara de termometría bidimensional infrarroja y otros equipos de menor envergadura. Tras varios ensayos de diferentes técnicas de diagnóstico, la Agencia decidió centrar el esfuerzo en la velocimetría en procesos de combustión [2-4].

El deflectómetro moaré es un aparato que mide deflexiones de rayos luminosos debidas a gradientes transversales de índices de refracción, $\nabla_T n(y, z)$, a lo largo de una trayectoria en una dirección dada (x) de medios transparentes, o debidas a gradientes de altura $\nabla_T h(y, z)$ de medios opacos reflectantes [5].

Las aplicaciones de la deflectometría moaré son muy interesantes. La medida no intrusiva de índices de refracción puede servir para termometría y para análisis químico (composición), por ejemplo, en el estudio de:

- gases de escape y llamas,
- convección termocapilar,
- gradiente de densidad en mezclas binarias, etc.,

ya que el índice de refracción es una propiedad del estado termodinámico de la materia, $n = n(T, p, x_i)$ (donde T es la temperatura, p la presión y x_i las fracciones molares de cada especie i), y de la longitud de onda λ de la radiación que se propaga.

En realidad, aun admitiendo que la presión no varía, usando luz de una sola longitud de onda, só-

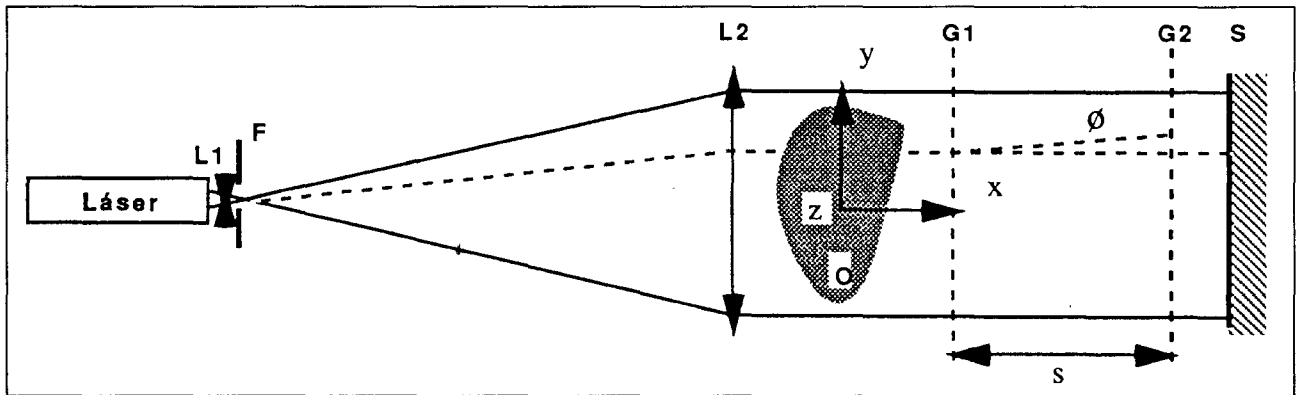


FIGURA 1.

Esquema básico de un deflectómetro moaré (corresponde a la configuración axilsimétrica desarrollada posteriormente, vista desde arriba).

lo se puede obtener el campo de temperaturas si se conoce la composición, o una composición si se conocen las temperaturas y las demás composiciones (menos una). Se necesitarían dos longitudes de onda para poder resolver en una mezcla binaria la composición y la temperatura a la vez, a partir de los mapas $n_1(T, p, x, \lambda_1)$ y $n_2(T, p, x, \lambda_2)$.

Por otra parte, la medida de las pequeñas deformaciones (de 10^{-6} m a 10^{-3} m) de interfaces semirreflectantes también tiene aplicación en microgravedad para el estudio de ondas capilares y el efecto de la convección termocapilar en las interfaces fluidas.

2. Efecto moaré

El esquema de principio para la medida de índices de refracción por efecto moaré es el de la figura 1, y puede explicarse con ayuda de la óptica geométrica [6]. Se hace pasar un haz luminoso colimado, aquí obtenido a partir de un láser L con dos lentes L1 y L2 y un filtro espacial F (es conveniente usar luz coherente), a través de un objeto transparente (objeto fásico) O. Si a lo largo de la trayectoria del haz hay gradientes transversales de índice de refracción, los rayos de luz se desvían (deflectan) como en una lente óptica, según la ley:

$$\frac{d\phi}{dx} = \frac{\nabla_T n}{n} \quad (1)$$

Las desviaciones, ϕ , van a ser pequeñísimas (10^{-5} rad a 10^{-3} rad), por lo que se utiliza la amplificación óptica del efecto moaré, que no es más que un sistema de franjas de interferencia obtenido al superponer dos mallas casi paralelas G1 y G2 (figura 2). El deflectograma (imagen de las franjas de-

flectadas, como la de la figura 3) se observa en la pantalla S (figura 1).

Como se observa en las figuras 1 y 2, las dos mallas G1 y G2 están casi alineadas según el eje z (eje vertical) y, por tanto, las franjas del efecto moaré aparecen horizontales (eje y). En la figura 2 se distinguen claramente 4 franjas negras horizontales generadas por este efecto (si se entornan los ojos se ve esto con más claridad). Debido a los efectos de difracción, la segunda malla debe estar a una distancia $s = kp^2/\lambda$ (planos de Talbot), siendo k un número natural, p la separación entre rayas de las mallas y λ la longitud de onda usada [5].

Si el objeto O deflecta los rayos en la dirección de las mallas (eje z) el corrimiento de las franjas

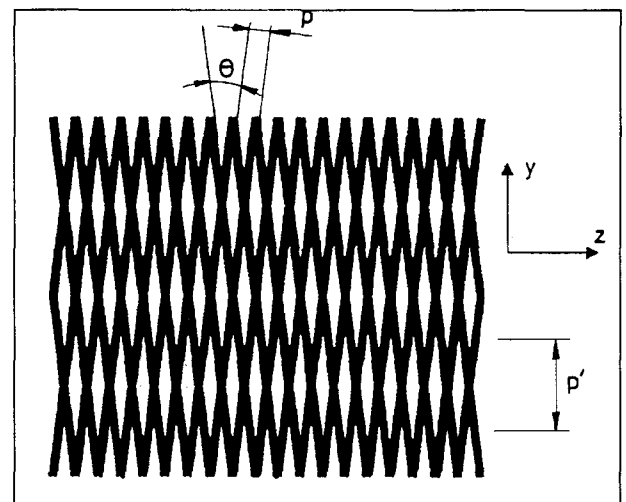


FIGURA 2.

Franjas de interferencia horizontales debidas al efecto moaré (separadas una distancia p') obtenidas al superponer dos mallas casi paralelas verticales (de separación interlínea p).

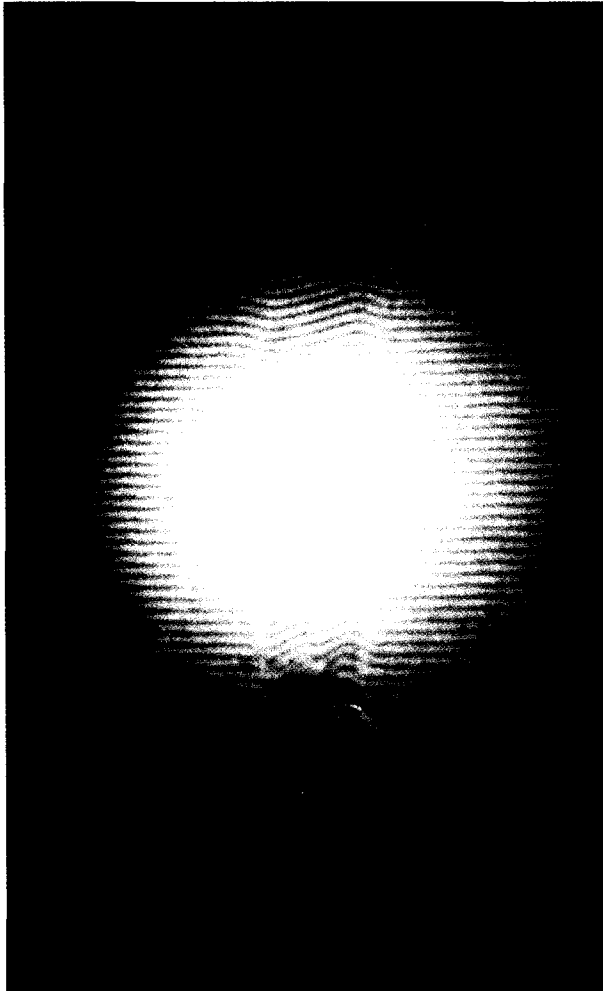


FIGURA 3.

Franjas moiré deflecionadas por la presencia de un objeto físico (las mallas verticales son tan finas que no se aprecian). El objeto físico es el chorro de una llama de difusión de butano en aire (puede verse claramente el extremo superior del mechero bunsen, de 8 mm de diámetro, en la parte inferior de la imagen, y, con más dificultad, el brillo de la llama un par de diámetros por encima de la boca del tubo).

moiré apenas será perceptible, pero si la deflexión es perpendicular a ellas (según el eje y) las franjas moiré sufrirán un desplazamiento tal y como se muestra en el deflectograma de la figura 3. Como se ve, la deformación de las franjas (según el eje z) es perpendicular a la dirección del gradiente de índices de refracción (según el eje y).

A partir del deflectograma pueden medirse dos campos:

- el más intuitivo es el *campo de deflexiones* (posiciones relativas) de las franjas moiré, que en este caso daría lugar a una familia de

curvas $z = z(z_i, y)$, una para cada franja moiré definida por su z_i sin deformar, utilizando para la coordenada y la escala de dimensiones reales (mm) o los pixels de una pantalla, y para la coordenada z la unidad de distancia entre franjas no deflecionadas. En forma discretizada $Z = Z(I, J)$, donde $I = 0, 1, \dots$ hasta el número de franjas moiré que aparecen en el campo, y $J = 0, 1, \dots$ hasta el número de puntos en que se quiera discretizar cada curva. Este campo de deflexiones se puede medir a mano o por ordenador (con un programa de seguimiento de curvas), y se da en forma adimensional $q(x, y)$ dividiendo la deformación Δz (desviación respecto a cuando no hay objeto) por el período de las franjas moiré p' , es decir: $q = \Delta z/p'$.

- otro método consistente en medir en el deflectograma el *campo de intensidades de luz* (niveles de gris) $L = L(I, J)$, donde I y J van desde 0 hasta el número de franjas moiré que se verían en ausencia del objeto (no se ganaría más resolución especial con una discretización más fina) y L va entre 0 y 1 (o entre 0 y 2^n , siendo n el número de bits de resolución de la tarjeta digitalizadora). La relación entre L y q es de la forma $q = k_1 L/2 + k_2$, siendo k_1 y k_2 números enteros que deben calcularse en función de la continuidad de la función $L(J)$. En la figura 4 se muestra la reconstrucción de una curva $q(y)$ de un deflectograma a partir de las intensidades luminosas en su recta base.

Llamando p a la distancia entre cada dos líneas de las mallas G1 y G2, θ al ángulo entre dichas mallas, y p' a la distancia entre dos franjas moiré sucesivas resultantes al suponer las mallas con el ángulo ya mencionado, se obtiene la siguiente relación trigonométrica (figura 2):

$$\frac{\text{sen } \theta}{p} = \frac{\cos \frac{\theta}{2}}{p'} \quad (2)$$

de donde se tiene:

$$\frac{p}{p'} = \frac{\text{sen } \theta}{\cos \frac{\theta}{2}} = \frac{2 \text{ sen } \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2}}{\cos \frac{\theta}{2}} = 2 \text{ sen } \frac{\theta}{2} \quad (3)$$

Si el ángulo θ entre las dos mallas es pequeño, se puede suponer que el seno es igual al ángulo, con lo que resulta:

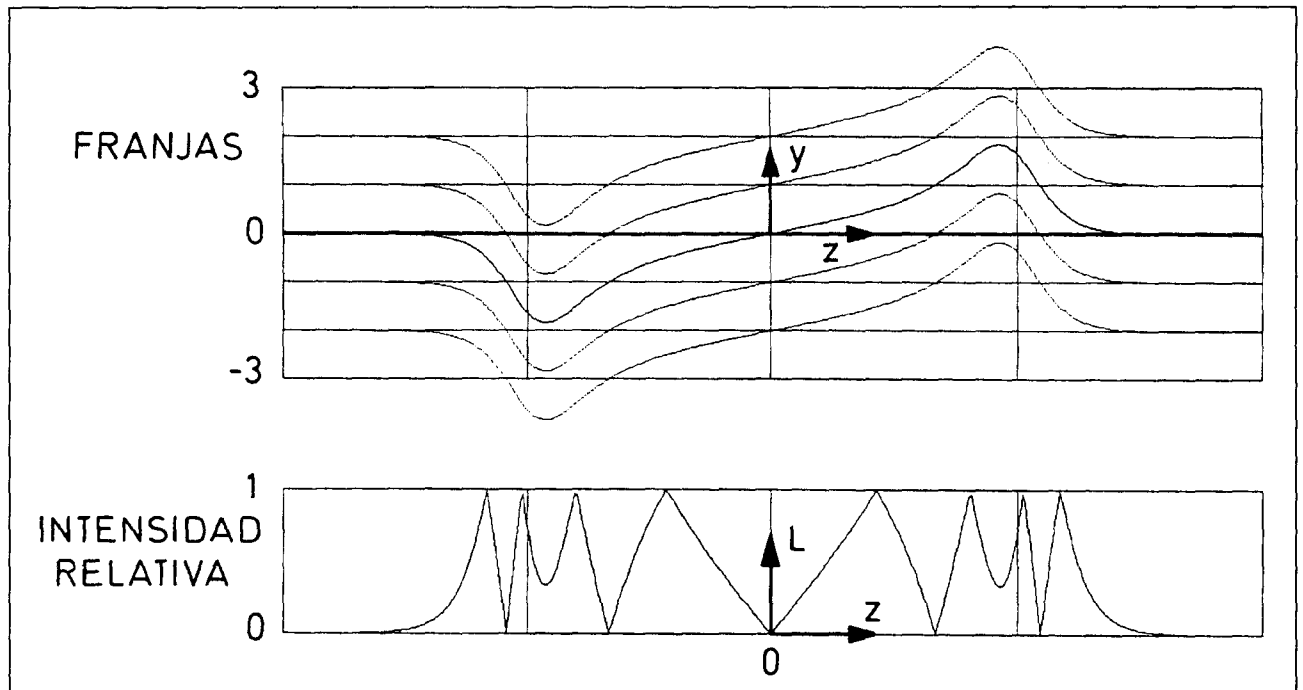


FIGURA 4.

Relación entre la posición de una franja defectada y el nivel de iluminación en su recta base.

$$p' = \frac{p}{2 \sin \frac{\theta}{2}} \approx \frac{p}{\theta} \quad (4)$$

De la relación anterior se deduce que, a pequeños ángulos θ , la distancia entre las franjas moaré generadas (p') es directamente proporcional a la distancia entre líneas (p) e inversamente proporcional al ángulo entre dichas líneas (θ). Como la preparación de las líneas en las mallas G1 y G2 es fija, en nuestro caso de 40 líneas por mm ($p = 25 \mu\text{m}$), la separación entre franjas moaré se obtiene regulando el ángulo θ , siendo mayor el valor de p' cuanto menor sea dicho ángulo.

En resumen, el deflectómetro moaré es un amplificador óptico; la sombra de una malla con franjas prácticamente imperceptibles (40 en 1 mm) y borrosas (por la difracción), superpuesta a otra malla similar girada un ángulo del orden de la centésima de radián, produce unas franjas claramente visibles (espaciadas algunos milímetros perpendiculares a las anteriores).

3. Deflectómetro OMS-400

En la figura 5 se muestra el equipo OMS-400, fabricado por ROTLEX (Israel), el cual consta de

un módulo de iluminación como el de la figura 1, y un módulo de deflectometría moaré propiamente dicho, que, contrariamente al de la figura 1, está dispuesto del mismo lado que la fuente de luz, por lo que se necesita un espejo M que refleje el haz que pasa por el objeto y un espejo semitransparente BS (*beamsplitter*) que redirecciona el haz reflejado por el espejo hacia la cámara de vídeo.

Pese a necesitar estos elementos adicionales, esta configuración telescópica es más versátil que la configuración básica de la figura 1, porque todo el equipo, salvo el espejo, queda integrado en un solo cuerpo a un único lado del objeto, facilitándose enormemente la alineación óptica de los elementos.

Aunque bastaría con disponer de una pantalla de las mallas como se indicó en la figura 1 (basta con que la malla G2 vaya unida a un vidrio esmerilado), para mejorar la visualización y para el tratamiento posterior de datos se dispone una cámara de vídeo que toma la imagen de la pantalla translúcida S, a través de una lente convencional L4.

El análisis de los deflectogramas para obtener el campo de índices de refracción a partir del campo de deflexiones puede hacerse manualmente a partir de una foto de la pantalla o automáticamente con ordenador, en cualquier caso, se trata de integrar numéricamente las curvas correspondientes a las franjas moaré detectadas, como se detalla en el pun-

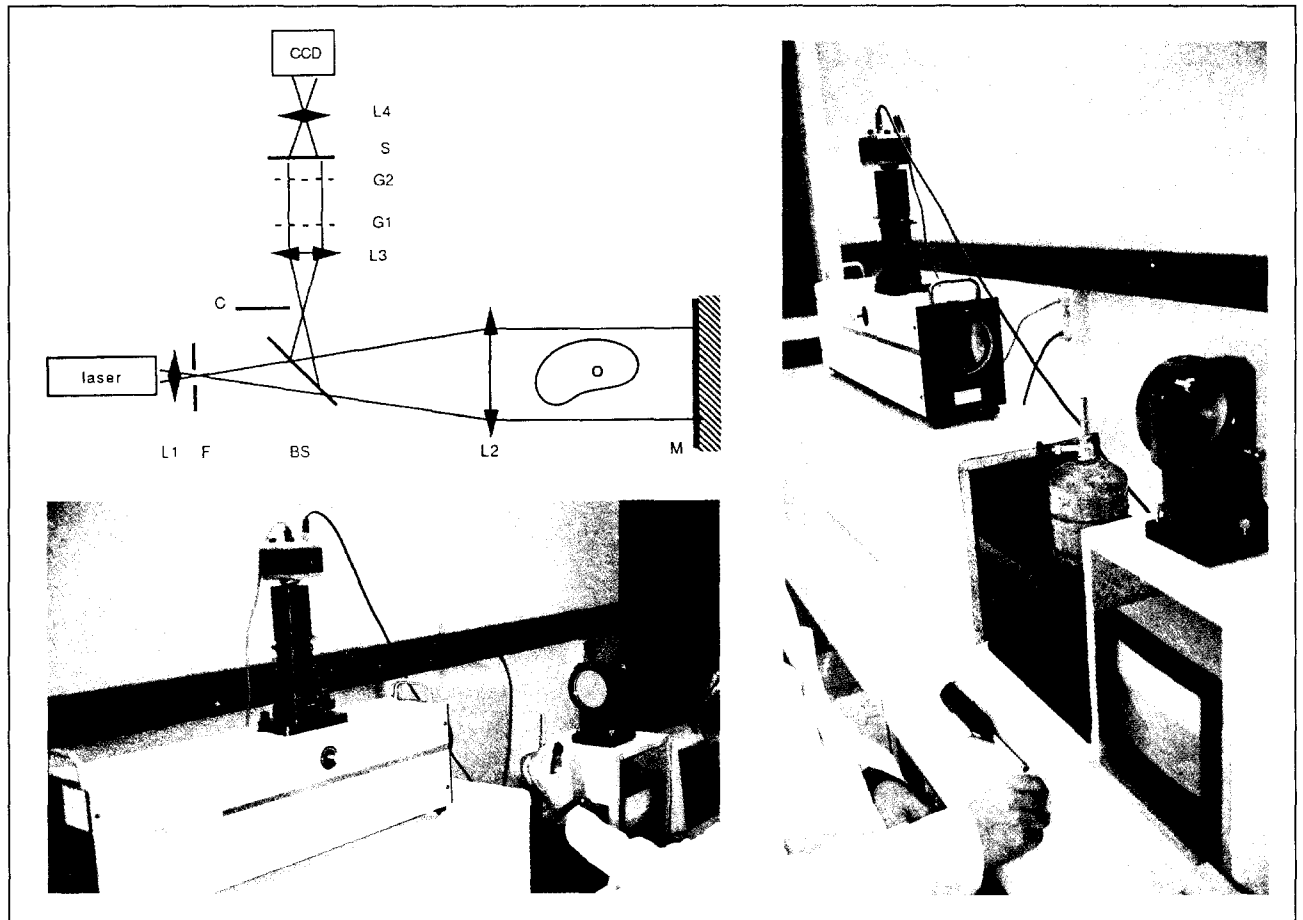


FIGURA 5.

a) Esquema de un deflectómetro telescópico, como el OMS-400. b) y c) Fotografías del OMS-400 puesto a punto para estudiar una llama de un mechero *camping-gas*.

to siguiente: según la ecuación (6) si el campo de índices de refracción es plano $n = n(y, z)$, o según la ecuación (9) si el campo de índices de refracción es axilimétrico $n = n(r, z)$, como es nuestro caso.

Aunque el énfasis se pone en el funcionamiento como deflectómetro, el OMS-400 se puede utilizar para umbroscopía (visualización de sombras proporcionales a la derivada segunda espacial del índice de refracción), para *schlieren* (visualización de contraste proporcionales a la derivada primera del índice de refracción), y para interferometría (medida de la diferencia de caminos ópticos, proporcional al índice de refracción). Para la umbroscopía basta eliminar las franjas moaré aumentando mucho θ ; para *schlieren* se introduce la cuchilla C en el plano focal de la lente L3 (figura 5a), y para la interferometría se dispone un espejo semitransparente delante del objeto (método de Fizeau).

4. Desconvolución del deflectograma: teoría

Todos los métodos refractométricos miden la integral de camino del índice de refracción o sus derivadas espaciales, y no su valor en un punto. Así, un deflectómetro mide la deflexión angular ϕ (figura 1), que para un objeto fásico axilimétrico viene dada por (figura 6):

$$\phi(y, z) = \int_{x_1}^{x_2} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial y} dx \quad (5)$$

Si $n(x, y, z)$ no depende de x y es $n = n(y, z)$ a lo ancho de un cuerpo de espesor D (p.e. una cubeta fotométrica), la deflexión en la dirección y será:

$$\phi(y, z) = \frac{D}{n} \frac{\partial n}{\partial y} \approx \frac{D}{n_0} \frac{\partial n}{\partial y} \Rightarrow$$

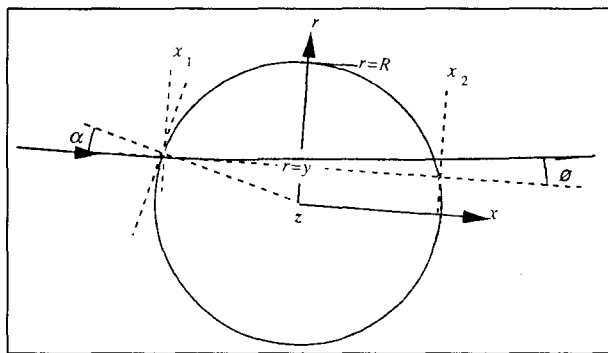


FIGURA 6.
Deflexión del rayo en una configuración axilsimétrica (la deflexión ϕ está muy exagerada).

$$\Rightarrow n(y, z) = n_0(y_0, z) + \frac{n_0}{D} \int_{y_0}^y \phi(y, z) dy \quad (6)$$

Pero si el campo de índices de refracción es axilsimétrico $n = n(r, z)$ (figura 6), sí que hay variación de n con x incluso en el caso de que n sea constante en el campo (por la variación de camino), aunque es fácilmente calculable en la forma:

$$\begin{aligned} \phi(y, z) &= \int_{x_1}^{x_2} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial y} dx = \\ &= 2 \int_{r=y}^{r=R} \frac{1}{n} \frac{\partial n(r, z)}{\partial r} \frac{dr}{\sqrt{\frac{r^2}{y^2} - 1}} \end{aligned} \quad (7)$$

donde se han hecho los cambios:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial y} &= \left(\frac{\partial n}{\partial r} \right) \frac{y}{r}, \quad x = \sqrt{r^2 - y^2}, \\ dx &= \frac{r dr}{\sqrt{r^2 - y^2}} \end{aligned} \quad (8)$$

Si en la ecuación (7) se supone que $n(r, z)$ es prácticamente igual a $n(r_\infty, z)$ y se saca del integrando, queda:

$$\phi(y, z) = \frac{2y}{n(r_\infty, z)} \int_{r=y}^{r=R} \frac{\partial n(r, z)}{\partial r} \frac{dr}{\sqrt{r^2 - y^2}} \quad (9)$$

Aunque no es inmediato despejar n en función de ϕ de la ecuación anterior, ello se puede conseguir aplicando el operador

$$\int (y^2 - r^2)^{-1/2} dy$$

a ambos miembros (transformación de Abel):

$$\begin{aligned} \int_{y=r}^{y=R} \frac{\phi(y, z) dy}{\sqrt{y^2 - r^2}} &= \\ &= \frac{1}{n_\infty} \int_{y=r}^{y=R} \frac{2y dy}{\sqrt{y^2 - r^2}} \cdot \\ &\cdot \int_{\eta=y}^{\eta=R} \frac{\partial n}{\partial \eta} \frac{d\eta}{\sqrt{\eta^2 - y^2}} \end{aligned} \quad (10)$$

(Nótese que se ha cambiado r por η en el segundo miembro de la ecuación (9) para que no se confunda con la nueva variable introducida en la ecuación (10)).

Cambiando la variable de integración y del segundo miembro de la ecuación (10) por y^2 y el orden de integración de la misma ecuación, los nuevos límites de integración se obtienen de la figura 7, en la que se observa el dominio de integración, que aparece sombreado.

Teniendo en cuenta estos cambios, y operando en el segundo miembro de la ecuación (10), resulta:

$$\begin{aligned} \frac{1}{n(r_\infty, z)} \int_{y^2=r^2}^{y^2=R^2} \frac{d(y^2)}{\sqrt{y^2 - r^2}} \int_{\eta=y}^{\eta=R} \frac{\partial n}{\partial \eta} \frac{d\eta}{\sqrt{\eta^2 - y^2}} &= \\ = \frac{1}{n(r_\infty, z)} \int_{\eta=r}^{\eta=R} \frac{\partial n}{\partial \eta} d\eta \int_{y^2=r^2}^{y^2=\eta^2} \frac{d(y^2)}{\sqrt{y^2 - r^2} \sqrt{\eta^2 - y^2}} &= \\ = \frac{1}{n(r_\infty, z)} \int_{n=n(r, z)}^{n=n(r_\infty, z)} \cdot dn \cdot \left[2 \arctan \sqrt{\frac{\eta^2 - y^2}{y^2 - r^2}} \right]_{y^2=r^2}^{y^2=\eta^2} &= \end{aligned}$$

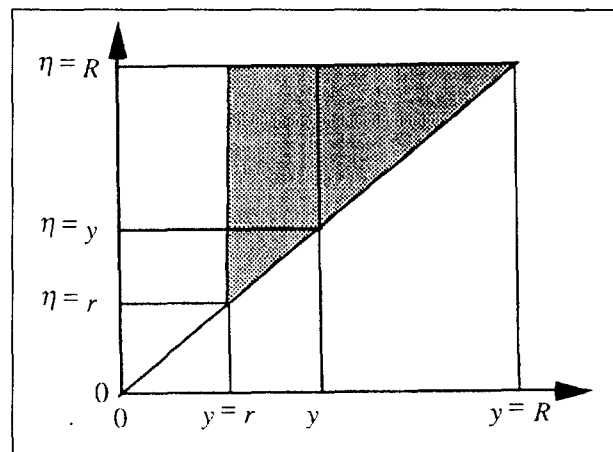


FIGURA 7.
Dominio de integración (sombreado) para el cambio del orden de integración de la ecuación (10).

$$\begin{aligned}
&= \frac{n(r_\infty, z) - n(r, z)}{n(r_\infty, z)} 2 (\arctan 0 - \arctan \infty) = \\
&= \left(1 - \frac{n(r, z)}{n(r_\infty, z)}\right) 2 \left(0 \pm \frac{\pi}{2}\right) = \\
&= \pi \left(1 - \frac{n(r, z)}{n(r_\infty, z)}\right) \quad (11)
\end{aligned}$$

con lo que se llega finalmente a la ecuación:

$$\begin{aligned}
&\frac{n(r, z)}{n(r_\infty, z)} = \\
&= 1 - \frac{1}{\pi} \int_{y=r}^{y=R} \phi(y, z) \frac{dy}{\sqrt{y^2 - r^2}} \quad (12)
\end{aligned}$$

5. Desconvolución del deflectograma: práctica

Dado un deflectómetro previamente ajustado (p.e. el OMS-400) y un objeto físico (p.e. la llama o el penacho térmico en un mechero bunsen), las variables que se pueden controlar son:

- La dirección de medida, gobernada por la dirección de las mallas casi-paralelas que integran el deflectómetro. Se elige según interés. En el OMS-400 esto se consigue girando todo el cabezal del deflectómetro (la cámara gira a la vez, con lo que en pantalla sólo se ve girar el objeto y variar su deflectograma, pero no se vería ningún cambio en ausencia de objeto). A veces se analizan a la vez dos deflectogramas tomados en direcciones perpendiculares.
- La sensibilidad del aparato, gobernada por la separación entre mallas, s , que debe ser un múltiplo de p^2/λ para minimizar los efectos de difracción y que se vea nítidamente (para el OMS-400, s puede ir de 0,5 mm a 300 mm y $p^2/\lambda = 0,988$ mm). Hay que elegir la máxima sensibilidad que mantenga el deflectograma continuo (es decir, que no se solapen las franjas).
- La resolución espacial, gobernada por el número de franjas moiré en el campo de visión que es de 100 mm de diámetro para el OMS-400. Hay que elegir el máximo compatible con una clara diferenciación de las franjas (en el OMS-400 suele elegirse de 20 a 40 franjas. Para seleccionar el número de franjas

se actúa sobre el pequeño ángulo de separación entre mallas θ ($\theta = p/p'$).

El resto de los controles (diafragma y enfoque de la cámara de vídeo) se eligen adecuadamente. Se echa en falta en el OMS-400 la falta de óptica zoom que permitiese seleccionar el campo a tratar.

Según recomienda el fabricante, el procedimiento para conseguir la máxima precisión es el siguiente (requiere ordenador):

1. En presencia del objeto a medir, se hacen pruebas manuales para elegir la sensibilidad más adecuada variando s (con un θ razonable) para que se vea nítidamente y no se solapen las franjas, y se retira el objeto.
2. Se forma en la pantalla de vídeo el moaré, es decir, unas franjas de interferencia del deflectograma real y una malla patrón generada por el ordenador, y se ajusta el ángulo entre las mallas del deflectómetro, θ , y su inclinación y sentido en el campo de visión (girando la cámara) para que las franjas de moiré coincidan con las del ordenador. Nótese que si por descuido se cambiase θ por $-\theta$, lo que se obtendría es $1 - n()$ en lugar de $n(r, z) - 1$.
3. Se registran los dos deflectogramas de referencia, es decir, en dos direcciones perpendiculares y sin objeto. Estos deflectogramas casi coincidirán con la malla generada por el ordenador, de no ser por todas las imperfecciones ópticas (variación de luminosidad por ser el haz de láser gaussiano, aberraciones de las lentes, desajustes de los componentes, etc.). Todo este ruido independiente del objeto se restará de su deflectograma para mejorar el análisis.
4. Se pone el objeto a unos 20 cm de la gran lente colimadora L2, que es el plano conjugado del sistema óptico (a donde enfoca la cámara); si en el objeto hay alguna arista viva es fácil ver que allí quedará bien enfocada (puede apagarse el láser y usar la luz ambiente para verlo mejor). Conviene que el objeto quede centrado en el campo de visión, y disminuir ligeramente la separación entre las mallas, s , si con ello se mejora la definición en las zonas de máximo gradiente.
5. Se registran los dos deflectogramas del objeto (girando 90 grados todo el cabezal).
6. El programa suministrado con el OMS-400 calcula el campo de índices de refracción.

Desgraciadamente el programa suministrado no era una versión comercial depurada, sino una adaptación (sin cargo) del programa de análisis de de-

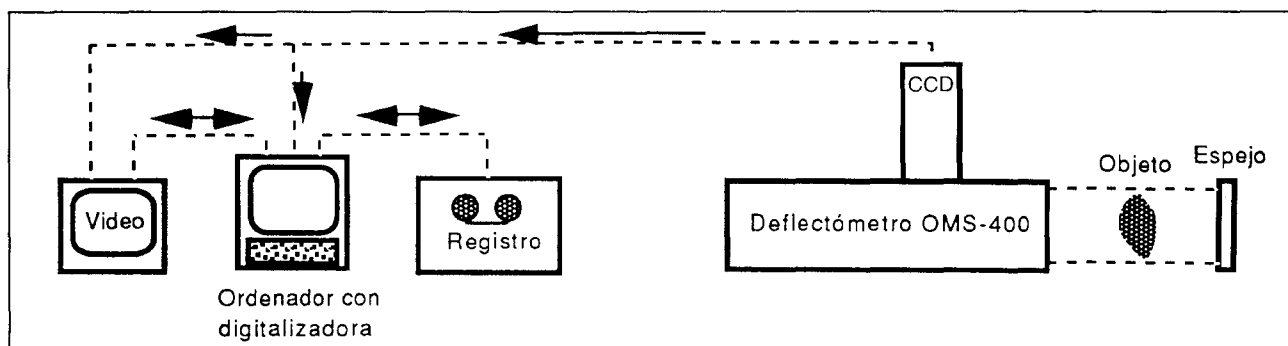


FIGURA 8.

Disposición de los equipos de adquisición, tratamiento y presentación de datos.

flectogramas de objetos fásicos coaxiales y sólidos que ya comercializaba el fabricante. Las diferencias de configuración del resto de los equipos involucrados (ordenador, direccionamiento de memoria, tarjetas de vídeo, tarjeta digitalizadora, procesador matricial, etc., no adquiridos a ese suministrador) y las fluctuaciones propias de la llama, hicieron que tras muchos meses de infructuosas pruebas e intercambio de información con los suministradores, se decidiese acometer el desarrollo completo en este laboratorio de un programa de análisis de deflectogramas de chorros.

A continuación se describe el método seguido en este programa (paralelamente han aparecido otros métodos [8]), desarrollado en lenguaje C, para obtener el campo de índices de refracción de un objeto transparente axilsimétrico a partir del deflectograma de dicho objeto. La disposición general de los equipos que complementa el programa se muestra en la figura 8.

5.1. Obtención del período de las franjas moaré

El período de las franjas moaré p' es una variable de gran importancia en el análisis de un deflectograma, pues gobierna la resolución espacial en el campo de visión que es de 100 mm en el OMS-400 como ya se ha indicado. Hay que elegir pues el máximo número de franjas compatible con una clara diferenciación entre ellas (en el OMS-400 se suele elegir unas 30 franjas en los 100 mm de apertura del haz).

Para seleccionar el número de franjas se actúa sobre el ángulo de separación entre mallas θ , pues éste es inversamente proporcional al período de las franjas moaré (a menor θ mayor p').

A los 100 mm de anchura del haz, la cámara de vídeo del OMS-400, que es de focal fija, les hace corresponder (una vez digitalizada la imagen) unos 200 x 200 pixel útiles de los 512 x 512 del cuadro, por lo que si en dicho campo de visión ha de haber unas 30 franjas moaré, la distancia entre ellas (período p') debe ser de unos 200/30 \approx 7 pixels. Por ello, el deflectómetro se ha de ajustar actuando sobre el ángulo de separación entre mallas θ para conseguir que el período real de las franjas moaré p' se aproxime a ese período deseado.

Almacenando el campo de niveles de gris de la imagen digitalizada de un deflectograma plano, es decir, no deformado por la presencia de un objeto

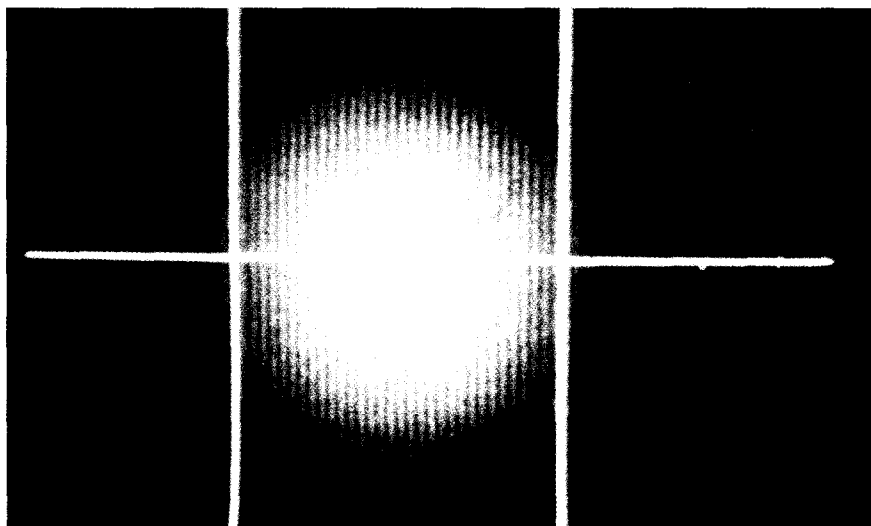


FIGURA 9.

Deflectograma plano (es decir, no deformado por un objeto fásico), donde se han superpuesto unos cursores gráficos para elegir un segmento de referencia.

fásico, en la memoria de la tarjeta digitalizadora, y dibujando el perfil de niveles de gris de un segmento de línea horizontal (perpendicular a las franjas moaré) como se muestra en la figura 9, aparece un gráfico como el de la figura 10. En él se pueden distinguir tres fenómenos superpuestos:

- El primero, la intensidad global, corresponde a una onda gaussiana con máximo en el centro y mínimo en los extremos. Esta onda es debida a que el haz láser, tras pasar por el filtro espacial F (figura 5), produce un perfil de luminosidades gaussianas, con máximo en el centro y mínimo en los extremos. La ecuación de dicha intensidad es de la forma:

$$I = \frac{I_0}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-r^2/2\sigma^2} \quad (13)$$

donde I_0 es la intensidad luminosa en el centro (que es la máxima), y σ es la desviación típica espacial, que vale 0,25 mm a la salida del láser y unos 30 mm, aproximadamente, en la zona del objeto.

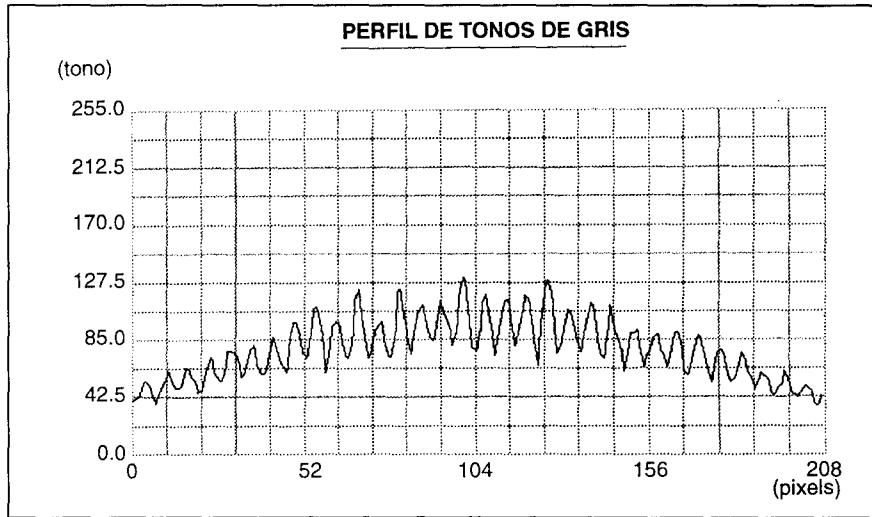


FIGURA 10.
Perfil de niveles de gris de la línea de vídeo mostrada en la figura 9.

- El segundo, la ondulación predominante, corresponde a las franjas moaré, cuyo perfil es el de una función triangular [1] de período el que se quiere obtener.
- El tercero, las fluctuaciones de corto período, es debido al ruido presente en la imagen (imperfecciones ópticas).

Nótese que debido a que la tarjeta digitalizadora lee la imagen de la pantalla por líneas horizontales es recomendable, para facilitar el cálculo, situar la imagen de forma que las líneas horizontales del vídeo corten perpendicularmente a las franjas moaré. Por ello la cámara de vídeo se gira 90°, como se habrá notado en la mencionada figura 9.

Para poder discriminar el ruido y la onda gaussiana de la onda moaré, se calcula la transformada de Fourier de una línea horizontal como la de la figura 9, lo que proporciona un espectro discreto de amplitudes en función de sus períodos, como se muestra en la figura 11.

En el espectro hay dos picos de amplitud: el primero se encuentra en la zona de frecuencias bajas y es debido a la onda gaussiana cuyo período es muy amplio, el segundo corresponde a la frecuencia de las ondas generadas por el moaré.

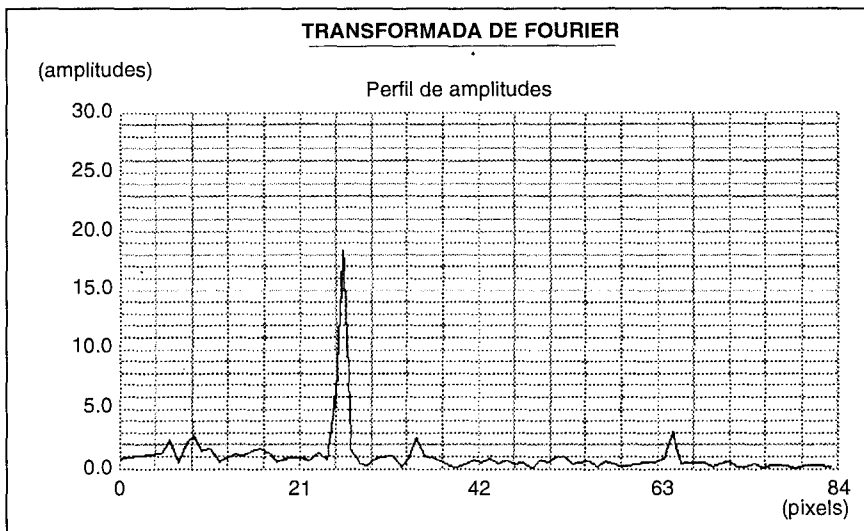
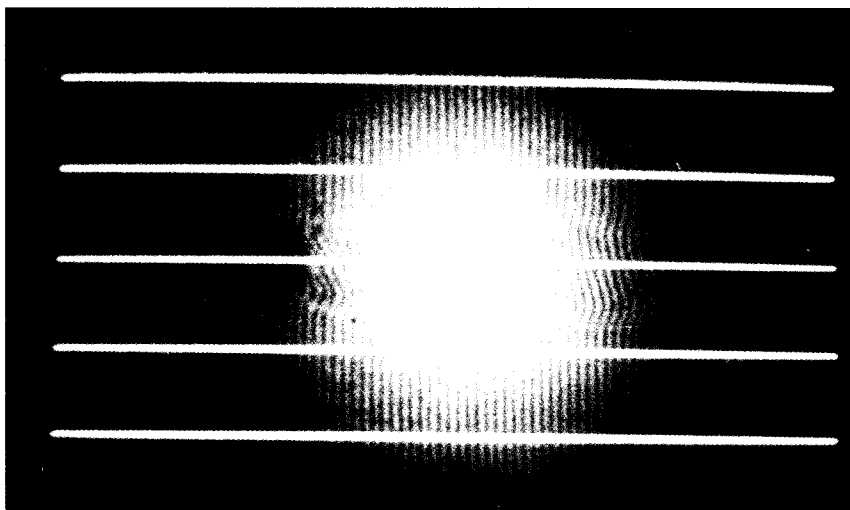


FIGURA 11.
Espectro de amplitudes de la transformada de Fourier del perfil de intensidades de la figura 10.

**FIGURA 12.**

Colocación manual aproximada del eje de simetría de la imagen y selección de la anchura de la banda a analizar.

Como la transformada de Fourier proporciona el módulo de amplitudes para períodos enteros, el cálculo del período real de las franjas moaré se hace mediante la media ponderada de los tres valores más próximos al pico, que da un número real. Para que el primer pico no aparezca basta con eliminar las tres primeras amplitudes obtenidas por la transformada de Fourier.

Realizando este cálculo para varias de las líneas horizontales del deflectograma se obtienen un gran número de valores del período, cuya medida es el valor más aproximado del período real, y su desviación típica el error asociado a dicho valor (del orden de la centésima de pixel, aproximadamente).

5.2. Selección de la región del deflectograma a analizar

El siguiente paso es definir en la pantalla de vídeo la región (ventana) de la cual se quiere obtener el campo de deflexiones (no conviene analizar todo el deflectograma por las razones que luego se verán). Esta vendrá definida por cuatro coordenadas correspondientes a los vértices de un rectángulo, por facilidad de cálculo.

Como la imagen corresponde a una configuración axilsimétrica es conveniente ayudarse de una línea auxiliar horizontal superpuesta a la imagen en pantalla, que corresponde aproximadamente al eje de simetría de la imagen. Con los cursores se traslada dicha línea hasta situarla lo más cerca posible del eje de simetría de la imagen (figura 12).

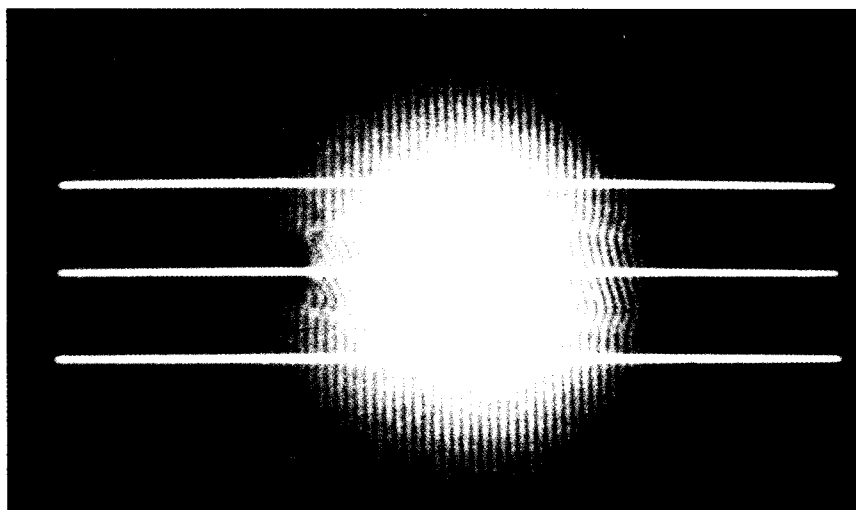
Posteriormente se colocan dos líneas equidistantes de la central, y con los cursores se modifica la anchura entre ellas hasta obtener la región deseada para el análisis. Esta banda debe ser lo suficientemente ancha como para que contenga todo el chorro, es decir, todo el tramo curvo del perfil de deflexiones

(figura 12).

Es conveniente seleccionar una banda auxiliar en el tramo recto de la imagen, para poder ajustar posteriormente la desviación sobre la vertical de la pantalla que puedan tener las franjas moaré (figura 13).

Con otras dos líneas verticales auxiliares, y con la ayuda de cursores, se delimitan los extremos derecho e izquierdo del rectángulo que define la ventana a analizar (figura 14).

Una vez definida complementa la ventana de anchura D y altura H (en pixels), ésta se almacena en

**FIGURA 13.**

Elección manual de la banda auxiliar a usar para corregir la línea base (para pasar de la figura 17 a la 18, más adelante).

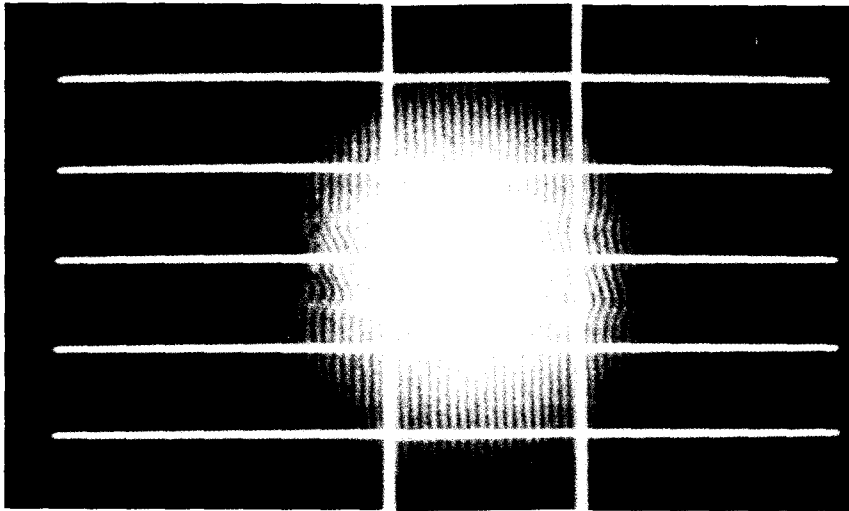


FIGURA 14.
Selección de la ventana final a analizar.

la memoria de la tarjeta digitalizadora. A través de dicha tarjeta se tiene acceso al valor del nivel de gris en cada pixel, este valor corresponde a un entero positivo cuyo rango va desde el 0 (negro) hasta el 255 (blanco) para la resolución (8 bits) de la tarjeta digitalizadora de vídeo usada (DT-2851).

5.3. Obtención de las deformaciones relativas de las franjas moaré

Con la porción de imagen que se desea analizar en la memoria de la tarjeta, se puede proceder a calcular el campo de deformaciones unitarias. Para ello, se divide la imagen en el sentido horizontal en un determinado número de sectores (N) de igual anchura ($h = H/N$), como se muestra en la figura 15.

Para cada sector se va a obtener un perfil medio de deformaciones (vector deformaciones) $q(y)$, y el conjunto de los perfiles de deformaciones define un campo bidimensional $q(y, z)$. Por ello, a partir de ahora los cálculos se harán independientemente para cada sector, mostrando como ejemplo los resultados para el Sector 5.

Sea $g(i, j)$ la matriz de niveles de gris de un sector genérico, donde $i = 0, 1, 2, \dots, h$ y $j =$

$0, 1, 2, \dots, D$; para obtener la curva de la deformación de la franja moaré para cada sector a partir del deflectograma se procede de la siguiente manera:

Para cada línea de vídeo ($j = 0, 1, 2, \dots, D$) se toma el vector de niveles de gris $g(i)$, que será parecido a un tramo del perfil de la figura 9.

Ese vector se ajusta por mínimos cuadrados a una función sinusoidal de período igual al período real de las franjas, determinado en 5.1. Cada ajuste proporcionará un ángulo de desfase δ , y el resultado de barrer todo el sector desde $j = 0$ hasta $j = D$ proporciona un vector de desfases como el de la figura 16, cuyos valores fluctúan entre más y menos uno. A partir

de este vector de desfases se halla el vector de deformaciones como se indica a continuación.

Se toma como origen de deflexiones el primer valor del vector de desfases. Así pues, $q[0] = 0$.

El valor de la deformación en la columna de vídeo siguiente será el de la anterior a ella más el incremento que experimenta el vector de desfases en ese tramo. Esto es:

$$q[i] = q[i-1] + (\delta[i] - \delta[i-1]) \quad (14)$$

Sin embargo, debido a la periodicidad en el ajuste del desfase, en el caso de que éste sufra un cam-

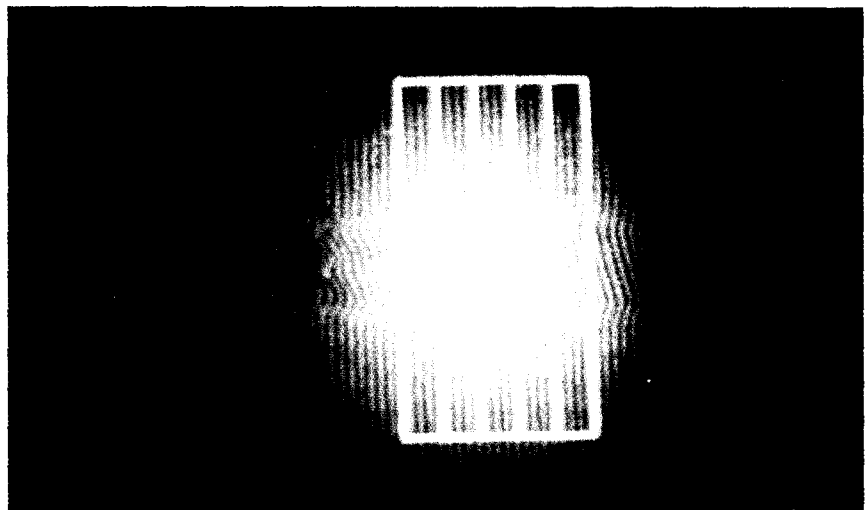


FIGURA 15.
Sectores en que se divide la región.

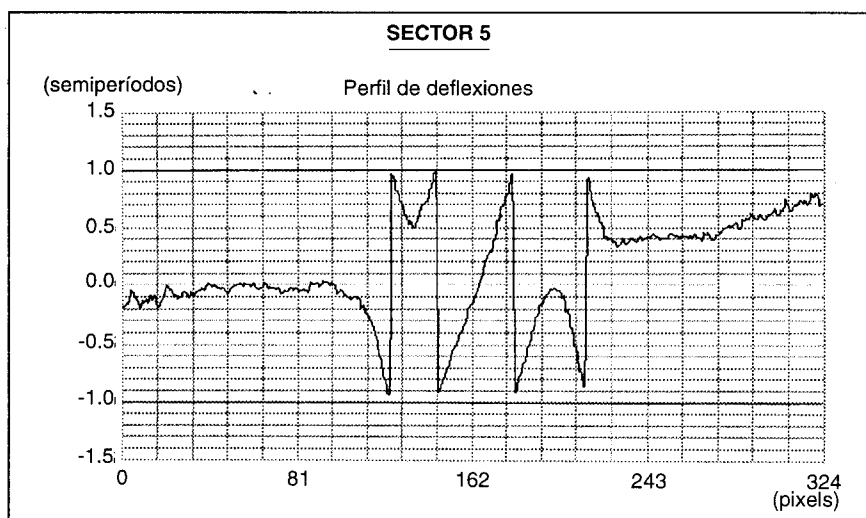


FIGURA 16.

Perfil de desfases en un sector (nótese los cambios bruscos de pendiente por la periodicidad de la transformación).

bio brusco de signo cuando su valor absoluto es cercano a uno, el algoritmo anterior no es válido y ha de ser modificado de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} &\text{si } \delta [i] < 0 \text{ entonces} \\ q [i] &= q [i - 1] + (\delta [i] - \delta [i - 1] + 2) \\ &\text{si } \delta [i] > 0 \text{ entonces} \\ q [i] &= q [i - 1] + (\delta [i] - \delta [i - 1] - 2) \quad (15) \end{aligned}$$

Con esto se obtiene un perfil de deformaciones como el de la figura 17. Como se puede observar en

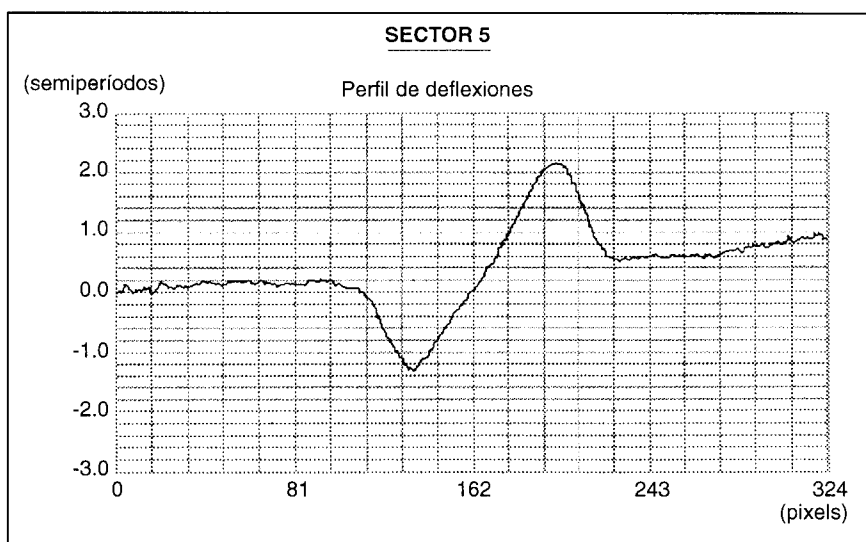


FIGURA 17.

Perfil de deflexiones obtenido rectificando la periodicidad del perfil de desfases de la figura 16.

dicha figura, el perfil se encuentra desviado respecto a la perpendicular al eje de simetría. Dicha desviación se puede calcular y eliminar hallando la recta que mejor se ajuste por mínimos cuadrados a la de la banda auxiliar antes elegida con este propósito.

El nuevo perfil de deformaciones se obtiene restando al interior la ordenada de la recta interpolada (figura 18). Además, el corte de dicha recta con el perfil de deflexiones será el centro de simetría real de dicho perfil, y no el elegido manualmente con el cursor en la figura 12.

Las dos ramas del perfil de deformaciones ya ajustado no son estrictamente antisimétricas, ello se comprueba fácilmente girando el tramo que se encuentra a la izquierda del centro de simetría 180 grados y superponiéndolo al tramo derecho (figura 19).

En dicha figura se observa, además, que los dos tramos no tienen la misma anchura, que sería $D/2$ en ambos si el centro de simetría del perfil elegido manualmente coincidiera con el real, por lo que se escogerá como semianchura d la menor de ellas, y no se tendrán en cuenta los valores del vector de deformaciones que sobrepasen esa anchura, de ahí que es recomendable que la elección manual del centro de simetría de la figura 12 se haga con el mayor cuidado.

El perfil definitivo de deformaciones será la medida de los dos tramos anteriormente mencionados. Una buena medida del grado de asimetría del perfil obtenido es hallar la desviación cuadrática media existente entre los tramos promediados (figura 19).

Con todo esto se ha obtenido un conjunto de curvas $q_j(i)$ con $i = 0, 1, 2, \dots, d$ y $j = 0, 1, 2, \dots, N$. Cuanto mayor sea N mayor será la resolución en el sentido del eje z , pero al ser más estrechos los sectores, el ajuste por mínimos cuadrados tendrá

menor calidad, y por ello las curvas de deformaciones serán peores. Por ello el criterio de elección del número de sectores es importante; lo recomendable es elegir una anchura de sector que contenga varias franjas moaré para que la interpolación sinusoidal tenga garantías, sin perder resolución espacial.

5.4. Obtención del campo de deflexiones

Como se puede ver en la figura 1, el rayo al pasar por un objeto fásico con $\partial n/\partial y \neq 0$, sufre una deflexión ϕ en el sentido del eje y (horizontal). El corrimiento de una línea de la malla G1 proyectada sobre la malla G2 será ϕs (donde s es la separación entre las mallas). Dicha deflexión geométrica se verá amplificada por el efecto moaré, por ello la deformación de la franja moaré será:

$$\Delta y = s \frac{p'}{p} \phi = qp' \tag{16}$$

donde Δy es la deformación absoluta de la franja moaré y q la deformación en unidades de franja como ya se indicó.

Obtener el campo de deflexiones es ya directo, basta con multiplicar el campo de deformaciones unitarias $q_j(i)$ por p/s para obtener $\phi_j(i)$.

5.5. Obtención del campo de índices de refracción

Una vez obtenidos una serie de vectores, uno por sector, que indican el perfil de deformaciones (en forma de vector) en ese sector, se procede a calcular el perfil de índices de refracción mediante la integral de desconvolución del perfil de deflexiones (ecuación (12)), que queda de la forma:

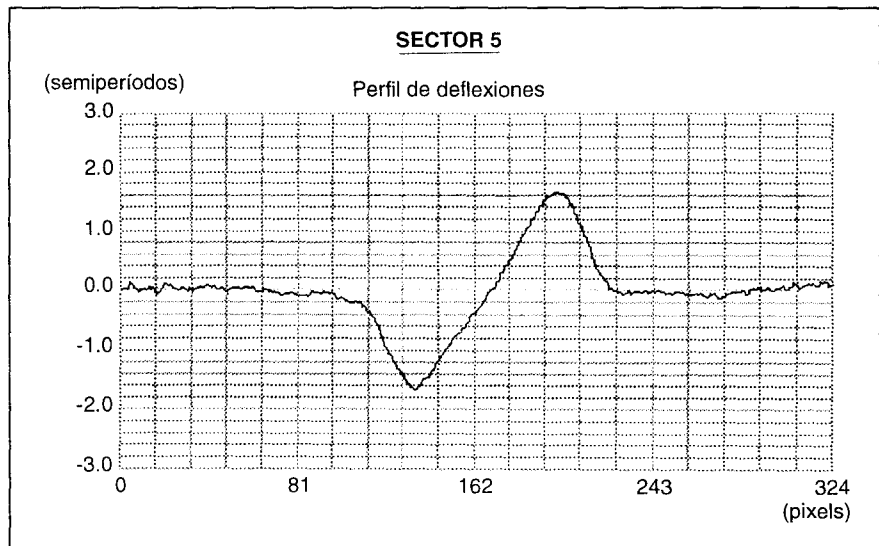


FIGURA 18.
Perfil de deflexiones de la figura 17 corregido linealmente para ajustar la línea base.

$$1 - \frac{n(r, z)}{n(r_\infty, z)} = \frac{p}{\pi s} \int_{y=r}^{y=R} q(y, z) \frac{dy}{\sqrt{y^2 - r^2}} = \frac{p}{\pi s} I(r, z) \tag{17}$$

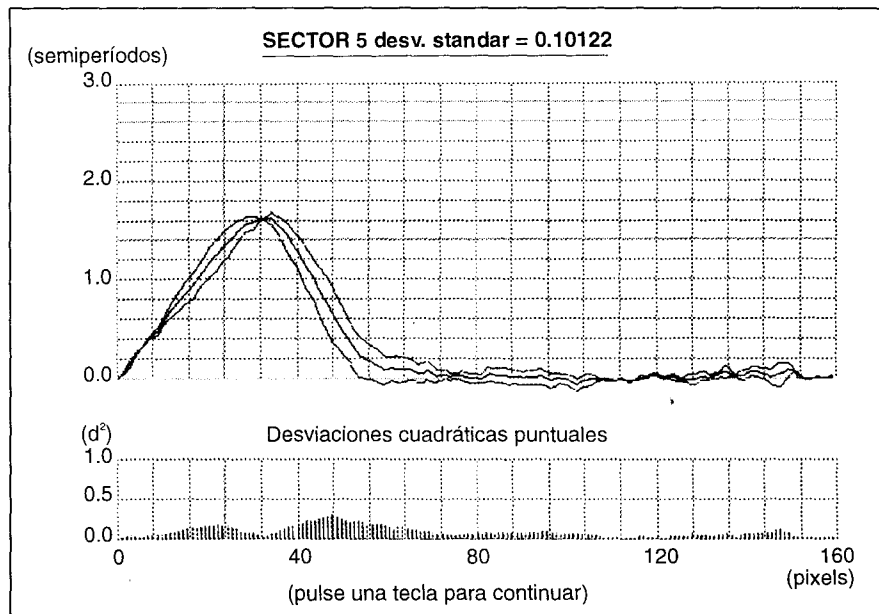


FIGURA 19.
Ramas superpuestas del perfil de deflexiones de la figura 18, habiéndose obtenido el valor medio (curva intermedia) y las desviaciones cuadráticas.

La integral $I(r, z)$ es singular para $y = r$, por lo que se ha de efectuar dividiendo el tramo $[r, R]$ en dos: $[r, r + 1]$ y $[r + 1, R]$ ($I = I_1 + I_2$). El primero es el singular y se puede integrar de una forma analítica aproximada como se verá a continuación, mientras que el segundo tramo se puede integrar simplemente por el método de los trapecios.

Para resolver la integral I_1 en cuyo tramo $[r, r + 1]$ sólo se tienen dos valores del vector $q_j(i)$ ($i = 0, 1, \dots, d$), que son $q_j(r)$ y $q_j(r + 1)$, la forma de proceder es sacar del integrando de la ecuación (17) $q(y, z)$ como media de los dos valores anteriores, quedando:

$$I_1(j) = \int_{y=r}^{y=r+1} q_j(y) \frac{dy}{\sqrt{y^2 - r^2}} \approx \bar{q}_j(y) \int_{y=r}^{y=r+1} \frac{dy}{\sqrt{y^2 - r^2}} \quad (18)$$

La integral que ha resultado se resuelve directamente haciendo el cambio $\eta = y/r$ (donde $d\eta = dy/r$):

$$I_1(j) = \bar{q}_j \int_{\eta=1}^{\eta=1+(1/r)} \frac{r d\eta}{\sqrt{\eta^2 r^2 - r^2}} =$$

$$\begin{aligned} &= \bar{q}_j \int_{\eta=1}^{\eta=1+(1/r)} \frac{d\eta}{\sqrt{\eta^2 - 1}} = \\ &= \bar{q}_j \left[\ln \left(\eta + \sqrt{\eta^2 - 1} \right) \right]_{\eta=1}^{\eta=1+(1/r)} = \\ &= \bar{q}_j \left[\ln \left(1 + \frac{1}{r} + \sqrt{1 + \frac{2}{r} + \frac{1}{r^2} - 1} \right) - 0 \right] = \\ &= \bar{q}_j \ln \left(1 + \frac{1}{r} + \sqrt{1 + \frac{2r}{r^2}} \right) \quad (19) \end{aligned}$$

Queda, por ello, resuelta la integral I_1 salvo en el caso de que $r = 0$, en el que la ecuación (18) se transforma en:

$$I_1(j) = \int_{y=0}^{y=1} q_j(y) \frac{dy}{y} \quad (20)$$

Al ser la curva $q_j(y)$ una recta en el entorno del eje y conocerse los dos puntos de dicha recta $q_j(0) = 0$ y $q_j(1) = q_1$, ésta recta queda determinada; $q_j(y) = yq_1$ ($0 \leq y \leq 1$), y la integral (10) ya es fácilmente realizable:

$$\begin{aligned} I_1(j) &= \int_{y=0}^{y=1} q_1 y \frac{dy}{y} = \\ &= q_1 \int_{y=0}^{y=1} dy = q_1 (1 - 0) = q_1 \quad (21) \end{aligned}$$

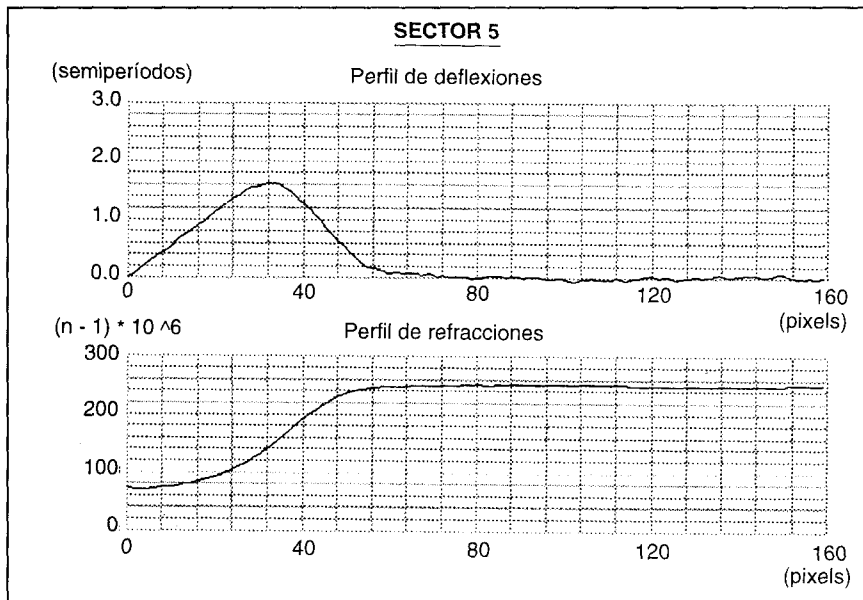


FIGURA 20.
Perfil medio de deflexiones (deformaciones de franjas moaré) y perfil resultante de índices de refracción.

Efectuando todas estas integraciones para cada sector j se obtiene un vector de índices de refracción por sector, el conjunto de los cuales define el campo de índices de refracción del objeto axilsimétrico. En la figura 20 se puede observar el perfil de índices de refracción resultante.

6. Experimento patrón

Para comprobar que el mapa $n(x, y)$ o $n(r, y)$ obtenido con el deflectómetro es realmente el del objeto (constatando la veracidad de las leyes físicas en que se basa el deflectómetro y verificando el logical usado para el tratamiento de las imágenes), se elige un objeto patrón cuyo campo

de índices de refracción sea conocido.

El objeto inicial de estos experimentos era obtener el campo de temperaturas en el penacho de una llama axilsimétrica. Como ya se indicó, el índice de refracción depende de la temperatura, la presión, la composición y la longitud de onda, $n = n(T, p, x_i, \lambda)$. Como en una llama son incógnitas a la vez la temperatura y la composición de los gases, se procedió a establecer configuraciones similares más sencillas.

La relación entre índices de refracción y temperaturas y presión (a concentración constante) puede aproximarse como:

$$\frac{T}{T_0} = \frac{n_0 - 1}{n - 1} \frac{p}{p_0} \quad (22)$$

para los gases (p.e. $n_0 - 1 = 293 \cdot 10^{-6}$ para el aire a $T = 273 \text{ K}$, $p = 10^5 \text{ Pa}$ y $\lambda = 0,6 \mu\text{m}$).

Para líquidos comunes:

$$T - T_0 = B(\lambda, x_i) \ln \frac{n}{n_0} \quad (23)$$

y para las disoluciones diluidas:

$$c - c_0 = C(\lambda, T) \ln \frac{n}{n_0} \quad (24)$$

donde $B \approx 10^4 \text{ K}$ y p.e. $C_{\text{azúcar-agua}} = 9 \cdot 10^4 \text{ mol/m}^3$, con $n_{0, \text{agua}} = 1,33$.

Para el experimento patrón se pensó en generar un chorro de aire caliente (para desacoplar los efectos térmicos y químicos) de temperatura conocida, la cual se mediría también con el deflectómetro para su calibración. Aunque parece tan sencillo, enseguida se vio que resultaba impracticable producir un flujo de aire a alta temperatura con las disponibilidades existentes, y eso sin tener en cuenta las dificultades posteriores de control y determinación de la temperatura de salida del chorro.

La otra posibilidad para desacoplar los efectos térmicos y químicos era usar un chorro de otro gas a temperatura ambiente, lo que resultó una panacea: el único cambio en la instalación fue cambiar la entrada de combustible al mechero bunsen por una entrada de helio y cerrar la entrada de aire. Se disponía de otros gases de trabajo, pero su índice de refracción, n , no era adecuado: para $T = 273 \text{ K}$, $p = 10^5 \text{ Pa}$ y $\lambda = 0,6 \mu\text{m}$, el nitrógeno puro tiene $n - 1 = 296 \cdot 10^{-6}$, mayor que el del aire ($n - 1 = 293 \cdot 10^{-6}$) así que simula aire un poco frío; el argón tiene $n - 1 = 281 \cdot 10^{-6}$, correspondiendo a aire caliente (pero no mucho); el dióxido de carbono tiene $n - 1 = 250 \cdot 10^{-6}$, correspondiendo a aire bastan-

te frío; el helio tiene $n - 1 = 36 \cdot 10^{-6}$ y por ello simula aire a unos 2000 K, que es ideal para los fines que se perseguían.

Suponiendo despreciables los efectos de difusión térmica másica y las perturbaciones no axilsimétricas, puede determinarse analíticamente el campo de deflexiones correspondiente a un cilindro circular de diámetro D e índice de refracción constante n_{jet} , diferente del ambiente, p.e. chorro de aire caliente a temperatura $T_{\text{jet}} > T_{\text{amb}}$ o chorro de helio a T_{amb} . En el primer caso:

$$n_{\text{jet}} - 1 = (n_0 - 1) \frac{T_{\text{amb}}}{T_{\text{jet}}} \frac{T_0}{T_{\text{amb}}} \frac{p_{\text{amb}}}{p_0} = 251 \cdot 10^{-6} \frac{T_{\text{amb}}}{T_{\text{jet}}}$$

$$\text{para } T_{\text{amb}} = 20^\circ\text{C} \text{ y } p_{\text{amb}} = 92 \text{ kPa} \quad (25)$$

y en el segundo:

$$n_{\text{jet}} - 1 = (n_{\text{He}} - 1) \frac{T_0}{T_{\text{amb}}} \frac{p_{\text{amb}}}{p_0} = 31 \cdot 10^{-6}$$

$$\text{para } T_{\text{amb}} = 20^\circ\text{C} \text{ y } p_{\text{amb}} = 92 \text{ kPa} \quad (26)$$

Comparando (25) y (26) se deduce que un chorro de helio a 20°C da la misma deflexión que un chorro de aire a 2370 K .

La deflexión al atravesar por primera vez la interfase del chorro será (figura 6):

$$n_{\text{amb}} \sin \alpha = n_{\text{jet}} \sin (\alpha + \phi) \rightarrow$$

$$\rightarrow \phi = \frac{n_{\text{amb}} - n_{\text{jet}}}{n_{\text{amb}}} \frac{y}{\sqrt{R^2 - y^2}} \quad (27)$$

Sin embargo, debido al doble corte (entrada y salida del chorro) y al doble paso (ida y vuelta) obligado por el espejo M (figura 5), más el hecho de que las mallas G1 y G2 del deflectómetro están en un haz colimado de tamaño reducido respecto al haz colimado en el que está el objeto, la deflexión angular total será $4M$ veces mayor, siendo M la magnificación del telescopio (relación de distancias focales de las lentes L2 y L3). Para el OMS-400 $M = 5,45$. Pasando de deflexiones angulares a deflexiones unitarias en el plano de la imagen, se tiene:

$$q = \frac{4Ms}{p} \frac{n_{\text{amb}} - n_{\text{jet}}}{n_{\text{amb}}} \frac{y}{\sqrt{R^2 - y^2}}$$

$$\text{para } |y| < R \text{ y}$$

$$q = 0 \quad \text{para } |y| > R \quad (28)$$

En la figura 20 se representa el perfil de deflexiones correspondiente a un chorro ideal de helio, para el cual el coeficiente de la función (28), con $M = 5,45$, $s = 5$ mm y $p = 25$ μ m resulta ser 0,96 períodos. Puede observarse también que cerca del eje la deflexión varía linealmente con el radio, y esto puede usarse para correlacionar de forma sencilla deflexiones con saltos de índice de refracción. Por ejemplo, en un cierto deflectograma del chorro de helio en el que la separación entre franjas era $p' = 2,04$ mm (49 franjas en los 100 mm del haz), se midió una pendiente en el eje de $0,5 \pm 0,1$ en unidades isotrópicas (hay que llevar cuidado porque la tarjeta digitalizadora transforma una imagen de vídeo normal de esbeltez 3×2 en un mapa de pixels cuadrado de 512×512 , aunque la impresora de vídeo lo vuelve a rectificar). La gran incertidumbre de esa medida (un 20%) es debida a que en el deflectograma el diámetro del chorro no coincide con el de la boquilla del bunsen, siendo mayor que el diámetro exterior del tubo. El valor teórico, deducido de (28), habría de ser:

$$\begin{aligned} \frac{d \Delta z}{dy} &= p' \frac{dq}{dy} = \frac{4Msp'}{pR} \frac{n_{amb} - n_{jet}}{n_{amb}} = \\ &= \frac{4 \cdot 5,45 \cdot 0,005 \cdot 0,002}{25 \cdot 10^{-6} \cdot 0,004} \end{aligned}$$

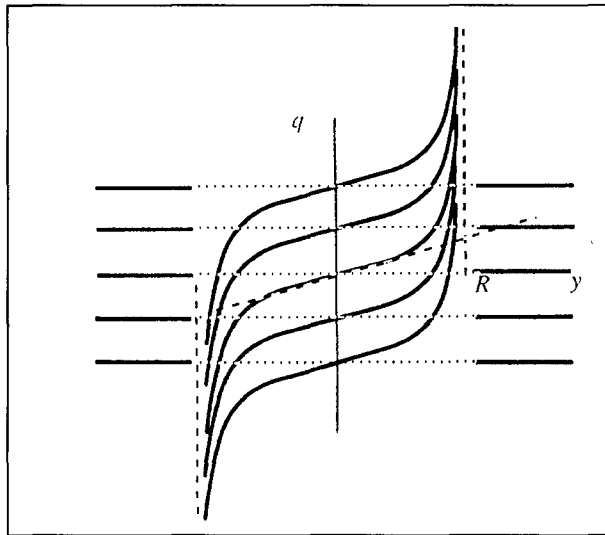


FIGURA 21.
Deflectograma debida a un chorro cilíndrico de índice de refracción uniforme n_{jet} distinto del ambiente n_{amb} .

$$\frac{1,000251 - 1,000031}{1,000251} = 0,46 \quad (29)$$

que entra dentro del margen de incertidumbre esperado.

La solución analítica (27) puede usarse también para comprobar el buen funcionamiento del programa numérico desarrollado. Obviamente, la integración analítica usando (12) recupera la información original:

$$\begin{aligned} n_{jet} - n_{amb} &= \frac{-1}{\pi} \int_{y=r}^{y=R} \frac{\phi(y) dy}{\sqrt{y^2 - r^2}} = \\ &= \frac{-2(n_{amb} - n_{jet})}{\pi} \int_{y=r}^{y=R} \frac{y dy}{\sqrt{R^2 - y^2} \sqrt{y^2 - r^2}} = \\ &= \frac{-2(n_{amb} - n_{jet})}{\pi} \left[\arctan \sqrt{\frac{R^2 - y^2}{y^2 - r^2}} \right]_{y=r}^{y=R} = \\ &= n_{jet} - n_{amb} \quad (30) \end{aligned}$$

Sin embargo, verificar la corrección y robustez del programa de cálculo numérico desarrollado, mediante una solución analítica que como la (27) es singular (en $y = R$), puede resultar inadecuado por exigir tratar con singularidades que en los problemas reales nunca aparecerán. Tratando de paliar este dilema, y con el fin de disponer de un grado de libertad adicional para evaluar la resolución del programa, se han hecho ensayos numéricos con deflectogramas artificialmente generados por ordenador.

Las funciones que se han ensayado para suavizar el perfil de índices de refracción son:

$$n_{jet} - 1 = n_0 - 1 - (n_0 - n_{He}) \exp\left(\frac{-r^2}{A}\right) \quad (31)$$

$$n_{jet} - 1 = n_0 - 1 - (n_0 - n_{He}) \frac{1 - \tan\left(\frac{|r| - R}{A}\right)}{2}$$

Introduciendo cualesquiera de (31) en (7) se obtiene el perfil de deflexiones angulares, $\phi(y)$, y con $q = \pi s/p$ el deflectograma unitario. En la figura 22 se ha representado dos casos de distinta resolución usando el modelo (31), habiéndose incluido además del deflectograma teórico el perfil de niveles de gris de una línea de vídeo y el perfil de desfases del ajuste de Fourier explicado en 5.3.

Como ya se ha indicado, la suposición de chorro cilíndrico ideal con el perfil de índices de refracción

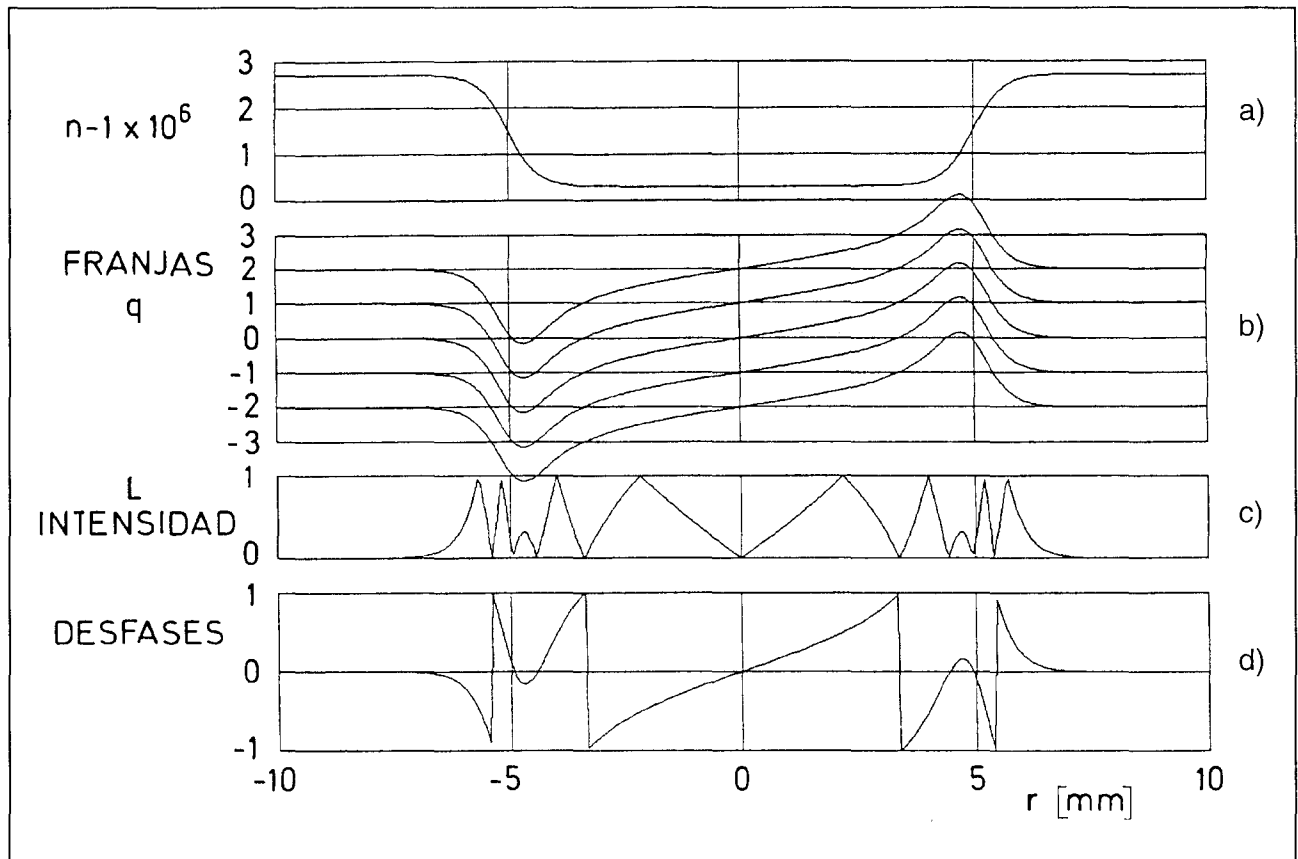


FIGURA 22.

Simulación de un deflectograma: a) campo axial de índices de refracción generado con la ecuación (31b) para $R_{jet} = 5$ mm; b) deflectograma; c) perfil de niveles de gris de la línea de vídeo marcada en b); d) perfil de desfases de ajuste de Fourier correspondiente al perfil de índices de refracción mostrado en la parte superior.

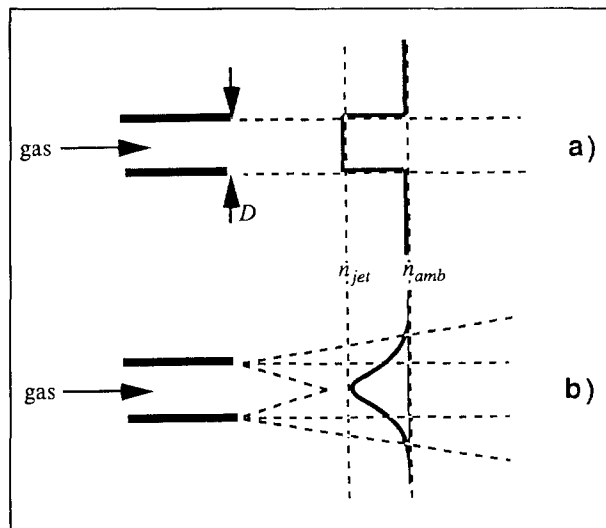


FIGURA 23.

Chorro de gas en aire: a) chorro cilíndrico ideal; b) efecto de la difusión.

de la figura 23 no es realista, pues es de esperar que el chorro real, aun suponiéndolo axilsimétrico, tenga una estructura cónica como la representada en la figura 23.

La estructura del chorro depende de muchos factores: de si es aire u otro gas el que sale (el chorro de helio se abre más que si fuera de aire), de si la atmósfera exterior está en reposo (lejos, pues en el entorno próximo el chorro siempre arrastra al fluido exterior), de si el movimiento es laminar o turbulento (para chorro de aire en atmósfera de aire el número de Reynolds de transición es $Re \approx 250$), de si la velocidad es tan grande que aparecen efectos de compresibilidad, etc.

El parámetro adimensional que más influye en la estructura del chorro es el número de Reynolds a la salida, $Re = VD/\nu$ siendo V la velocidad media de salida, D el diámetro y ν la viscosidad cinemática. Si el chorro es laminar, el núcleo no viscoso desaparece a unos $4D$ corriente abajo, y a partir de unos

9D ya se puede suponer que la solución es de auto-semejanza [5].

En el ensayo con chorro de helio se midió el gasto con un rotámetro, resultando ser de $0,64 \text{ m}^3/\text{s}$ (240 litros por segundo de aire equivalente), por lo que la velocidad media de salida era de $3,7 \text{ m/s}$ y $Re = VD/\nu = 3,7 \cdot 0,008/120 \cdot 10^{-6} = 240$, algo elevado para garantizar que el chorro fuese laminar, pero es que si se disminuía el gasto de helio el chorro dejaba de ser estacionario (empezaba a oscilar). La divergencia del chorro, estimada como $6/Re$ [5], era de $1,5^\circ$, lo que indica que en los cinco diámetros de longitud de chorro que se podían observar en el deflectograma las variaciones longitudinales habrían de ser pequeñas, de no ser por las diferencias entre un chorro de aire y el de helio realmente usado, particularmente en lo que concierne a los efectos de flotabilidad.

7. Resultados y conclusiones

Con este trabajo se ha conseguido disponer de un programa operativo propio para el análisis de deflectogramas moaré de chorros axilimétricos de gas. Con él se obtiene el campo bidimensional de índices de refracción (o de las correspondientes temperaturas o concentraciones) discretizado en un centenar de puntos en la dirección transversal y varios puntos (≈ 5) en la dirección axial.

Uno de los méritos más significativos de este trabajo es la cuantificación que se hace de las perturbaciones ópticas y no axilimétricas, lo que permite estimar la bondad del análisis.

La deflectometría moaré tiene la enorme ventaja frente a los demás métodos refractométricos de diagnóstico de que puede elegirse cómodamente el rango y la resolución en la medida (lo más parecido es el interferómetro diferencial de prismas Wolstone y hay que cambiar de prisma para cambiar la sensibilidad), lo cual permite medir en ambiente ruidosos pues basta garantizar la estabilidad mecánica de la trayectoria óptica a niveles de $1/10$ de la resolución espacial equivalente deseada, mientras que en interferometría se necesita precisiones de alineación del orden de $\lambda/10$, siendo λ la longitud de onda de la luz usada.

El trabajo desarrollado ha sido extenso, pero queda claro que sería necesario un esfuerzo adicional antes de considerar la instalación perfectamente operacional, particularmente en lo relativo al experimento patrón. Tampoco se ha dedicado ningún esfuerzo aquí al posprocesamiento del mapa de índices de refracción (p.e. cálculo de gradientes, representaciones tridimensionales), más que a la conversión directa a temperaturas.

Agradecimiento

Este trabajo ha sido subvencionado por la Comisión Interministerial de Ciencia y Tecnología y es parte de un estudio más general de física de fluidos y proceso de materiales en condiciones de microgravedad (Proyecto ESP92-0001-CP).

8. Referencias

- [1] DA RIVA, I., SANZ, A., et al.: "High Temperature Facility Technology Study, WP 9000: Combustion Experiment Instrumentation", *Final Report*, ESA Contract 7337/87/NL/PB, July 1990.
- [2] SANZ, A. & ESPINO, J. L.: "High Temperature Facility Technology Study, WP 9000: Combustion Experiment Instrumentation", *Appendix to Final Report*, ESA Contract 7337/78/NL/PB, Oct. 1991.
- [3] SANZ, A. & ESPINO, J. L.: *Velocity Measurement by PIV in Flames*, Microgravity Fluid Mechanics, H. J. Rath ed., Springer-Verlag, pp. 37-46.
- [4] SANZ, A. & ESPINO, J. L.: *Particle Image Velocimetry Technique: Calibration Tests*, 1992, VIII European Symposium on Materials and Fluid Sciences in Microgravity, Bruselas, ESA SP-333, in press.
- [5] GASVIK, K. J., 1987: *Optical metrology*, John Wiley & Sons.
- [6] KEREN, E., BAR-ZIV, E., GLATT, I., KAFRI, O., 1981: "Measurement of temperature distribution of flames by moire deflectometry", *Applied Optics*, 20, pp.4263-4266.
- [7] GLATT, I., KAFRI, O., 1988: "Moire deflectometry-Ray tracing interferometri", *Optics and Lasers in Engineering*, 8, pp. 277-320.
- [8] SERVIN, M., RODRÍGUEZ-VERA, R., CARPIO, M., MORALES, A., 1990: *Applied Optics*, 29, pp. 3266-3270.7.