

FLUJO NO ISOMETRICO EN UN COMBUSTOR DE CUERPO CENTRAL CON SIMETRIA AXIAL POR EL METODO DE VARIABLES DUALES*

CHARLES A. HALL

y

THOMAS A. PORSHING

*Institute for Computational Mathematics and Applications
University of Pittsburgh*

RESUMEN

En este trabajo se presenta un modelo predictivo para estudiar los problemas de dinámica de fluidos, asociados con combustores centrales con simetría de revolución, en los que existe una mezcla expandible de dos especies gaseosas, utilizando el método de variables duales. El procedimiento numérico desarrollado se aplica al estudio del flujo isotérmico y no isotérmico en un combustor.

SUMMARY

A predictive model to analyze the problems of fluid dynamics associated with axisymmetric center body combustors using the dual variables approach is presented. The numerical procedure developed is applied to the study of the isothermal and non isothermal flow in a combustor.

INTRODUCCION

Para tratar de reducir el costo asociado con el diseño, de combustores para motores de turbina a gas, se han utilizado modelos matemáticos de combustores para proveer información sobre sus propiedades generales, forma de desempeño y para predecir velocidades, presiones y perfiles de propiedades termodinámicas en simulaciones de problemas de combustión prácticos.

Hay una necesidad obvia de predecir con exactitud tanto los procesos de dinámica de fluidos como los procesos de combustión asociados con estos modelos de combustores. En este trabajo, discutimos la solución numérica de un modelo predictivo para la dinámica de fluidos asociada con un combustor central con simetría axial. Presentamos un modelo con variación temporal, de cuatro ecuaciones, para una mezcla expandible de dos especies, su discretización y su solución en forma eficiente, utilizando el método de variables duales^{1,4}.

El método de variables duales transforma discretizaciones explícitas de ecuaciones del tipo de Navier-Stokes en sistemas de ecuaciones equivalentes de un tamaño signifi-

* Trabajo Realizado con la Ayuda de USAF-AFOSR Bajo Concesión No. 80-0176 y AFOSR Concesión No. 84-0131.

cativamente más pequeño. En dos dimensiones espaciales, el cambio de las variables primitivas por las nuevas "variables duales" relacionadas con la malla, da lugar a un sistema de un tercio del tamaño original. De hecho, el costo computacional para cada intervalo de tiempo en la aproximación implícita se reduce a un nivel comparable al costo por intervalo de tiempo en sistemas explícitos. El método de variables duales ha sido utilizado con éxito en flujos de dos fases con dependencia temporal en dos dimensiones espaciales⁴, este trabajo documenta una extensión del método a mezclas binarias de gases.

La Figura 1 muestra un esquema de un combustor central axisimétrico, utilizado en varias investigaciones^{5,8,9}. La posición del combustor central que nos interesa aquí consiste en un cuerpo elemental (*bluff body*) cilíndrico de 14 cm de diámetro colocado en posición concéntrica en un conducto de 25.4 cm de diámetro. Un combustible gaseoso (propano) o un gas inerte (CO_2) se inyecta al centro de la cara posterior del cuerpo central a través de un tubo de 0.48 cm de diámetro.

Se busca predecir las velocidades, presiones, temperaturas, concentración de combustible o gas inerte y densidad en la región inmediatamente detrás del cuerpo central, como se indica en la Figura 1.

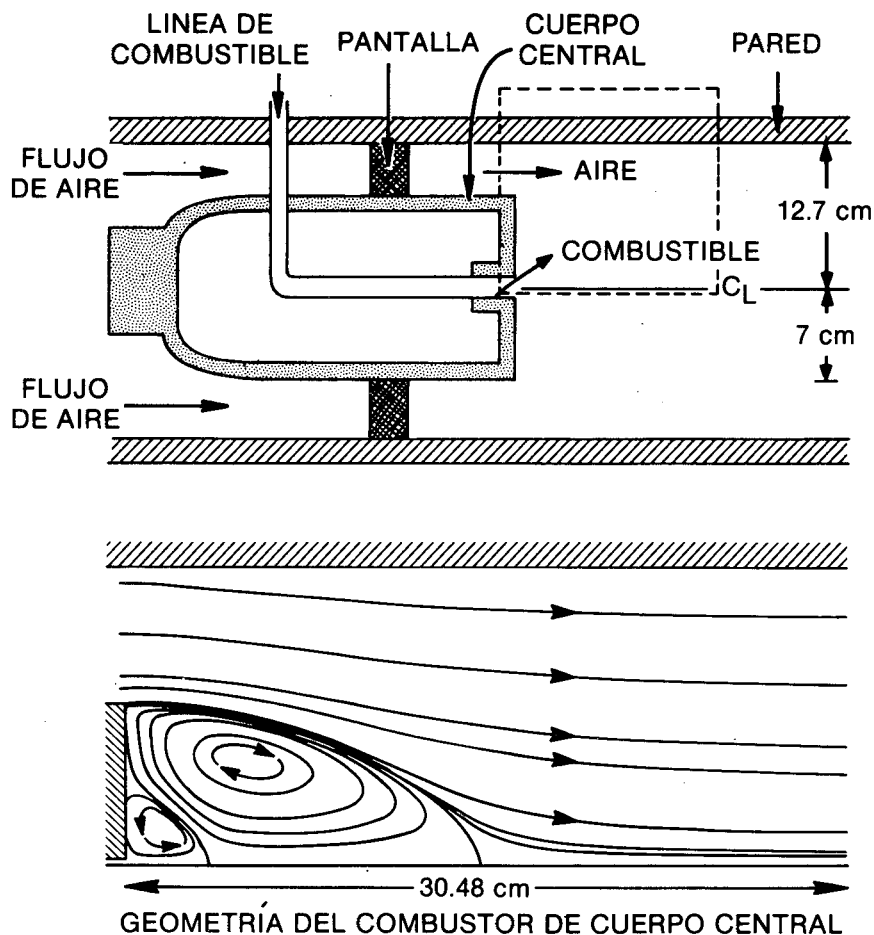


Fig. 1.— Geometría del combustor de cuerpo central.

ECUACIONES PARA LA MEZCLA

Sean (r, z, t) las coordenadas standard de espacio-tiempo en dos dimensiones espaciales para una región de flujo axisimétrica. Las ecuaciones utilizadas en esta investigación son:

– Ecuación de Continuidad

$$\rho_t + \frac{1}{r}(r\rho u)_r + (\rho v)_z = 0 \quad (1)$$

– Ecuaciones de Momento

$$(\rho u)_t + \frac{1}{r}(r\rho u^2)_r + (\rho uv)_z = -p_r + \left[\frac{1}{r}(r\mu u)_r \right]_r + (\mu u_z)_z \quad (2)$$

– Ecuación de Transporte de Temperatura:

$$\rho c_p T_t + (\rho u c_p)_r + \rho v c_p T_z - \frac{1}{r}(krT_r)_r - (kT_z)_z = 0 \quad (3)$$

– Ecuación de Transporte de Fracción de Masa:

$$(\rho \omega_A)_t + \frac{1}{r}(r\rho u \omega_A)_r + (\rho v \omega_A)_z - \frac{1}{r}(\rho D_{AB} r \omega_{Ar})_r - (\rho D_{AB} \omega_{Az})_z = 0 \quad (4)$$

donde u y v son las velocidades de masa de la mezcla; ρ , T y p son respectivamente la densidad de la mezcla, temperatura y presión; μ es la viscosidad efectiva (*eddy viscosity*); c_p y k son el calor específico y la conductividad térmica de la mezcla; D_{AB} es la difusividad de masa; ω_A es la fracción de masa de gas A y (por definición) $\omega_B = 1 - \omega_A$ es la fracción de masa de gas B.

Como en⁵, suponemos que la viscosidad efectiva, el número de Schmidt ($\mu/\rho D_{AB}$) y el número de Prandtl ($c_p \mu/k$) son constantes; en particular $\mu = .149$ g/cm-seg, $Sc = 1.0$ y $Pr = 1.0$.

Para completar el sistema definiremos una ecuación de estado en la forma de la ley para gases ideales

$$\rho(T, p^*) = \frac{p^* M}{R_o T} \quad (5)$$

en que $R_o = 8314.66$ J/(k-mole °K) es la constante de gases, T(°K) es la temperatura, p^* (Pa) es la constante de presión del sistema y M es el peso molecular de la mezcla, dado por³

$$M = \left(\frac{\omega_A}{M_A} + \frac{\omega_B}{M_B} \right)^{-1} \quad (6)$$

en que M_A y M_B son los pesos moleculares respectivos de los gases A y B.

Para el combustor central bajo consideración, utilizamos el siguiente conjunto de condiciones de contorno,

– Línea Central:

$$\left. \begin{aligned} u = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial r} = 0 \\ \frac{\partial \omega_A}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial r} = 0 \end{aligned} \right\} \text{(condiciones de simetría)}$$

– Paredes del Conducto y Cuerpo Central:

$$\left. \begin{aligned} u = 0, \quad v = 0 \\ \frac{\partial \omega_A}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial r} = 0 \end{aligned} \right\} \text{(velocidad relativa cero, paredes adiabáticas)}$$

– Salida: $p = 101.325 \times 10^3 \text{ Pa}$,

– Entradas: Flujos de masa de aire y combustible especificados.

SISTEMA IMPLICITO DE DIFERENCIAS FINITAS

Un programa experimental, TUGAS, se desarrolló en el ICMA (*Institute for Computational Mathematics and Applications*) de la Universidad de Pittsburgh para resolver el sistema de ecuaciones (1) - (4) en forma numérica. En TUGAS, la región de flujo se subdivide en una unión de cajas rectangulares o volúmenes de control cuyos lados son paralelos a los ejes de coordenadas. El sistema fluido (1) - (4) se aproxima usando el método MAC de distribución de variables¹. Las ecuaciones de diferencias finitas se generan a partir de (1) - (4) usando diferencias de tiempo de primer orden hacia atrás (*backward difference*) y las siguientes discretizaciones espaciales:

- Ecuación de Continuidad (1): Diferencias centrales implícitas.
- Ecuaciones de Momento (2): Diferencias contra la dirección de flujo (*upwind differences*) para los términos de convección y diferencias centrales para los términos de viscosidad; q retrasado un incremento de tiempo en la velocidad de convección.
- Ecuación de Temperatura (3): Diferencias contra la dirección de flujo para términos de convección, q y ρ retrasados un incremento de tiempo. Diferencias centrales para los términos de difusión.
- Ecuación de Fracción de Masa (4): Aproximación de celda donante (*donor cell*) implícita para los términos convectivos, p y ρ retrasados un incremento de tiempo. Diferencias centrales para los términos de difusión.

Supongamos que tenemos N volúmenes de control o cajas con L lados en los cuales debemos determinar la componente normal de velocidad. Entonces las ecuaciones de continuidad, temperatura, fracción de masa y estado se aproximan en el centro de cada uno de estos N controles de volumen, mientras que las ecuaciones de momento se aproximan en el punto medio de cada uno de los lados.

Si las temperaturas de contorno (fracciones de masa) se definen, entonces las N ecuaciones discretas de energía (fracción de masa) forman un sistema dominado estrictamente por la diagonal, que se resuelve por medio de una iteración de Gauss-Seidel. Las nuevas temperaturas y fracciones de masa se usan entonces para evaluar las nuevas densidades en (5).

Sea \mathbf{w}^m el vector de dimensión $L \times 1$ que contiene las velocidades de masa desconocidas y \mathbf{p}^m el vector de dimensión $N \times 1$ que contiene las presiones desconocidas al nivel de tiempo $t_m = m \Delta t$. Entonces la ecuación de continuidad discretizada forma un sistema de $N \times L$.

$$\mathbf{A}\mathbf{D}_1 \mathbf{w}^m = \mathbf{s}^m, \quad (7)$$

en que \mathbf{s}^m contiene flujos en los bordes y la variación de densidad con el tiempo, y las ecuaciones de momento discretizadas forman un sistema de $L \times (L + N)$ ecuaciones de la forma

$$\frac{1}{\Delta t} (\mathbf{w}^m - \mathbf{w}^{m-1}) + \mathbf{B}_{m-1} \mathbf{w}^m = \mathbf{D}_2 \mathbf{A}^T \mathbf{p}^m + \mathbf{g}^m, \quad (8)$$

donde \mathbf{B}_{m-1} es la matriz de $L \times L$ que resulta de la discretización combinada de los términos viscosos y de convección; \mathbf{g}^m contiene los flujos especificados en los bordes y las presiones en los bordes y \mathbf{D}_1 y \mathbf{D}_2 son matrices diagonales de $L \times L$.

Aparte de los dos sistemas de diagonal dominante de $N \times N$ para las temperaturas y las fracciones de masa, debe resolverse un sistema más complicado de $(L + N) \times (L + N)$ dado por (7) y (8) para las velocidades de masa y presiones. La sección siguiente contiene una descripción de un método que reemplaza (7) y (8) por un sistema equivalente cuya dimensión es de orden N y del cual las velocidades y presiones se pueden recuperar fácilmente.

EL METODO DE VARIABLES DUALES

La esencia del método de variables duales reside en la reformulación del sistema implícito de diferencias finitas (7-8) en términos de variables de malla (*network variables*). Una descripción completa de este método se encuentra en^{1,4}; aquí daremos sólo las sustituciones algebraicas fundamentales.

Es posible interpretar la matriz $\mathbf{A} = (a_{ij})$ de $N \times L$ en (7) como una *matriz de incidencia* de una malla dirigida N con realización geométrica $G(N)$ en que los nodos son los centros de las cajas de la red, y los arcos interiores conectan los nodos de cajas contiguas y están dirigidos en el sentido positivo de los ejes de coordenadas. Así

$$a_{ij} = \begin{cases} +1 & \text{si el arco } j \text{ se aleja del nodo } i \\ -1 & \text{si el arco } j \text{ se acerca al nodo } i \\ 0 & \text{en otros casos} \end{cases}$$

Es un resultado standard en la teoría de gráficos², que \mathbf{A} tiene rango N si hay por lo menos un arco de borde (*boundary link*), que aparece si la presión se define en por lo menos un nodo. En cualquier otro caso tiene rango $N-1$. Supongamos de ahora en adelante que la presión se especifica en por lo menos un nodo. Más aún, sea \mathbf{C} la *matriz fundamental* de N^2 . Esto es, \mathbf{C} es una matriz de $L \times (L-N)$ cuyas columnas son linealmente independientes y son vectores nulos de \mathbf{A} . La matriz \mathbf{C} tiene las siguientes propiedades.

$$\mathbf{AC} = \mathbf{0}, \text{ i.e., } \mathbf{C} \text{ es ortogonal a } \mathbf{A},$$

$$\text{Si } \mathbf{AZ} = \mathbf{0}, \text{ entonces } \mathbf{Z} = \mathbf{C}\gamma \text{ para algún } \gamma \in \mathbb{R}^{L-N},$$

esto es, las columnas de \mathbf{C} forman una base para el espacio nulo de \mathbf{A} .

Con esto en mente, definamos $\mathbf{v}^m \equiv \mathbf{D}_1 \mathbf{w}^m$ y $\mathbf{z}^m \equiv \mathbf{v}^m - \mathbf{D}_1 \mathbf{v}^o$, en que \mathbf{v}^o es cualquier solución de (7). Entonces usando (7)

$$\mathbf{Az}^m = \mathbf{0} \tag{9}$$

y existe un vector γ^m de $(L-N) \times 1$ tal que

$$\mathbf{z}^m = \mathbf{C}\gamma^m. \tag{10}$$

Las componentes de γ^m se llaman las *variables duales* ya que se pueden asociar con los nodos de la malla dual de N .

Ahora escribimos la ecuación de momento discretizada (8) en la forma

$$\mathbf{Q}_{m-1} \mathbf{v}^m = \Delta t \mathbf{A}^T \mathbf{p}^m + \mathbf{b}^m \tag{11}$$

donde

$$\mathbf{Q}_{m-1} \equiv \mathbf{D}_2^{-1} (\mathbf{I} + \Delta t \mathbf{B}_{m-1}) \mathbf{D}_1^{-1} \tag{12}$$

y

$$\mathbf{b}^m \equiv \mathbf{D}_2^{-1} (\mathbf{w}^{m-1} + \Delta t \mathbf{g}^m) - \mathbf{Q}_{m-1} \mathbf{D}_1 \mathbf{v}^o. \tag{13}$$

Multiplicando (11) por \mathbf{C}^T , se obtiene el sistema de $(L-N) \times (L-N)$

$$(\mathbf{C}^T \mathbf{Q}_{m-1} \mathbf{C}) \gamma^m = \mathbf{C}^T \mathbf{b}^m. \tag{14}$$

Como $L = O(2N)$, el tamaño del sistema es $O(N)$.

El método de variables duales se puede resumir en la siguiente forma:

- Resolver (7) para una solución particular v^0 . Esto requiere resolver un sistema triangular, una vez que se ha construido un árbol generador² para N.
- Resolver (14) para las variables duales γ^m .
- Calcular z^m de (10).
- Calcular las velocidades de masa $w^m = D_1^{-1} z^m + v^0$.
- Calcular las caídas de presión $A^T p^m$ de (11) si se desea.

Una dificultad importante en la implementación del método de variables duales parece ser la generación de la matriz fundamental C . afortunadamente, usando teoría de redes¹ esta dificultad se puede evitar, y generar C es relativamente simple. Es realmente afortunado que de hecho *no es necesario* formar la matriz fundamental C en forma explícita como una matriz de $L \times (L-N)$ que contiene ceros, más unos y menos unos. Resulta que $C^T Q_{m-1} C$ y $C^T b_m$ en la ecuación (14) se pueden formar directamente. Véase la referencia⁴ para detalles.

Este método cuando se combina con el método implícito de diferencias finitas descrito antes, que es muy estable, proporciona un algoritmo numérico robusto y extremadamente eficiente.

CASOS ESTUDIADOS

Se han efectuado diversas mediciones de velocidad por investigadores de WPAFB-APL (*Wright Patterson Air Force Base - Aero Propulsion Laboratory*) habiéndose publicado los resultados en la referencia¹⁰. Para el primer conjunto de experimentos, el flujo anular de aire se mantuvo constante a 2 kg/seg y el flujo de "combustible" (CO_2) a través del jet central se varió de 0 kg/hr a 15 kg/hr. La Figura 3 ilustra las velocidades en la línea central determinadas experimentalmente, normalizadas por la velocidad anular del aire WD. La abscisa es la distancia hacia la derecha del cuerpo central, normalizada por el diámetro del cuerpo central. El primer punto en que una curva cruza la línea de velocidad cero denota el punto de estagnación frontal (o del combustible) y el segundo cruce designa el punto de estagnación trasero (o del aire). Nótese que W/WD negativo indica que la velocidad en la línea central se ha invertido (tiene dirección opuesta al flujo de entrada y esta región está dentro del vórtice toroidal asociado con estos problemas binarios de inyección de fluidos. Estos datos fueron obtenidos bajo condiciones de flujo isotérmico, esto es, el "combustible" y el aire estaban a la misma temperatura (294°K).

La figura 2 se ha reproducido de la referencia⁵ y representa las mismas condiciones de flujo isotérmico, esta vez como las predice el programa FREP. Como en FREP no se obtuvo convergencia para el caso de un flujo de combustible de 16 kg/hr, esta curva falta.

Los cuatro casos de flujo isotérmico se simularon usando el programa TUGAS. La región de flujo se dividió en 390 células de flujo por medio de una red rectangular.

dirección-r:	3*.0792,	8*.8443,	4*1.4265
dirección-z:	2*.5000,	18*1.000,	6*1.9172

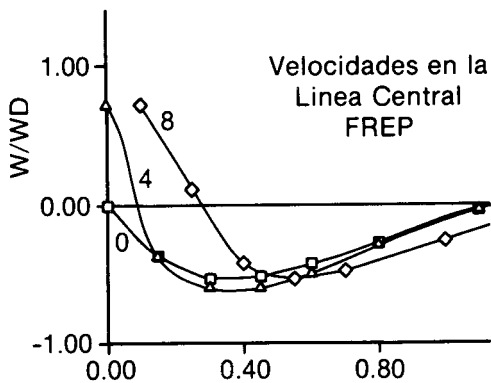


Fig. 2.— Flujo isotérmico, 2 kg/seg aire y 0, 4, 8 kg/hr CO_2 . Resultados de FREP con $\mu = 0.149$ gr/cm.seg.

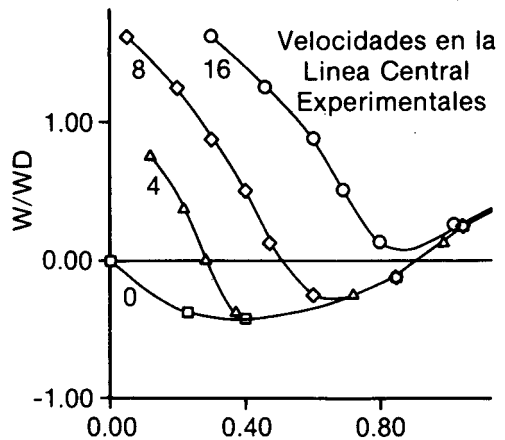


Fig. 3.— Flujo isométrico, 2 kg/seg aire y 0, 4, 8, 16 kg/hr CO_2 . Resultados experimentales.

La figura 4 representa las velocidades en la línea central y éstas coinciden mucho mejor con los datos espermentales que los resultados obtenidos con la formulación de vorticidad y función de flujo (*stream function*) del programa FREP. Los resultados de TUGAS también cubren un rango más amplio de flujos de combustible.

Los problemas fueron calculados en un sistema DEC-1099 en la Universidad de Pittsburgh. Cada intervalo de tiempo utilizó aproximadamente .9 min de tiempo de CPU y requirió 83K de almacenamiento de palabras. (Problemas similares han sido calculados en un CDC 7600 a razón de aproximadamente 2.6 seg. de CPU por intervalo de tiempo.) La solución se consideró en estado estacionario cuando el cambio máximo en las velocidades de masa fue menor que $.25 \times 10^{-5}$ kg/cm²seg. Esto tomó un número de, típicamente 75-100 pasos con un intervalo de tiempo de .001 segundos.

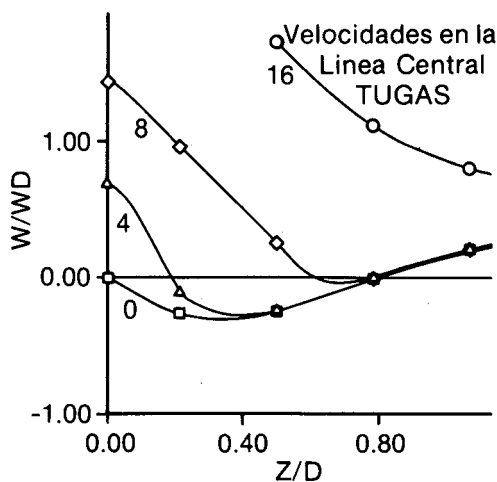


Fig. 4.— Flujo isotérmico, 2 kg/seg aire y 0, 4, 8, 16 kg/hr CO_2 . Resultados obtenidos con TUGAS con $\mu = 0.149$ gr/cm.seg.

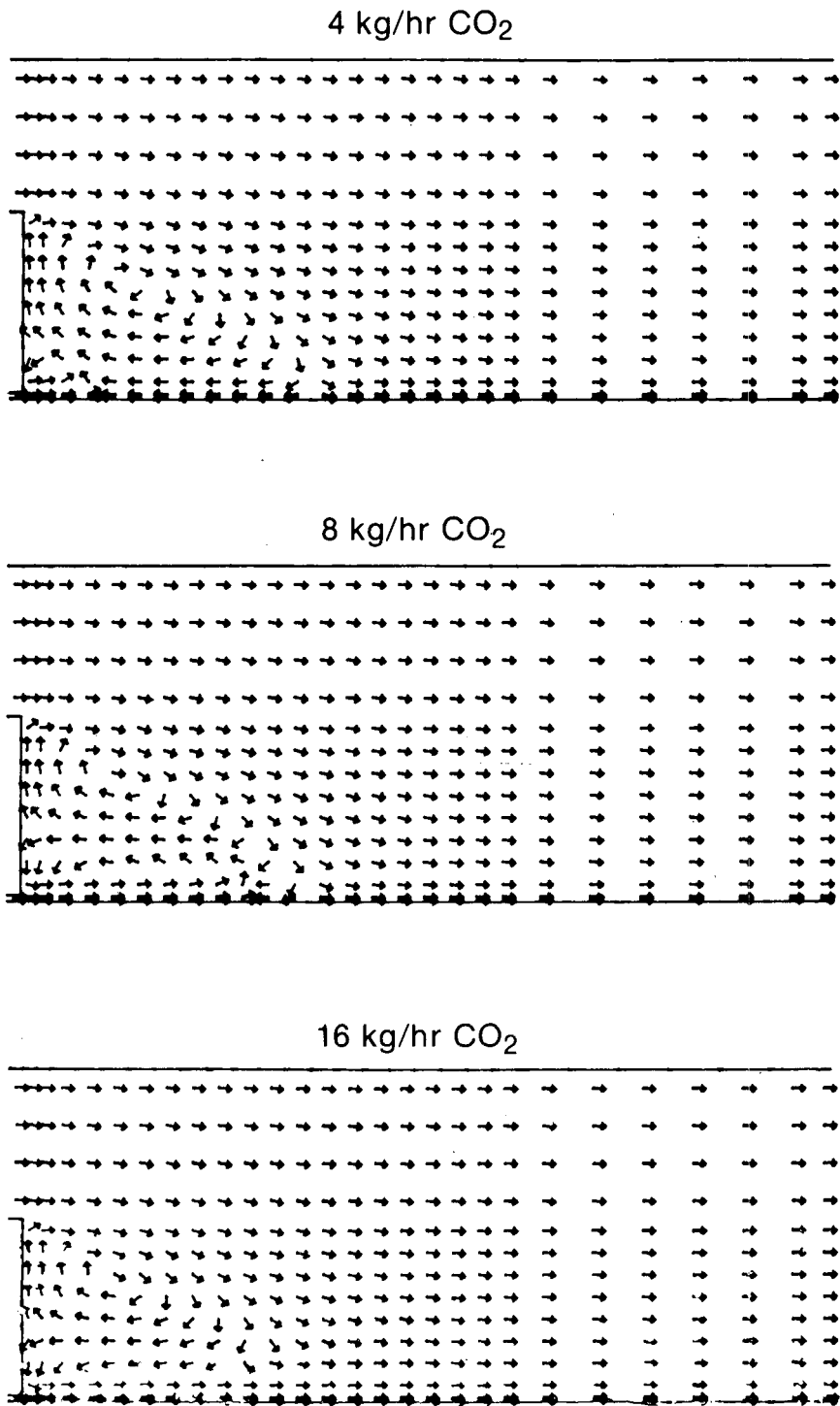


Fig. 5.— Velocidades normalizadas para el flujo isotérmico. El vórtice del combustible crece a medida que la razón de flujo aumenta y finalmente penetra la zona de recirculación de aire.

Las capacidades no-isotérmicas de TUGAS se ilustran por medio de la predicción de un segundo grupo de experimentos publicado en¹⁰ en los que se ignoran efectos de combustión. El flujo anular de aire sigue siendo 2 kg/seg y la temperatura de entrada del aire se mantiene fija a 294°K. Sin embargo, en estos experimentos se inyectó gas propano a través de la entrada central, en volúmenes que varían entre 4 kg/hr y 12 kg/hr y a una temperatura de 422°K.

Las Figuras 6-8 ilustran las líneas de flujo, fracción de masa del combustible y perfiles de temperatura para estos flujos no isotérmicos así como también comparaciones con flujos isotérmicos. La Figura 9 muestra las velocidades en la línea central que predicé TUGAS.

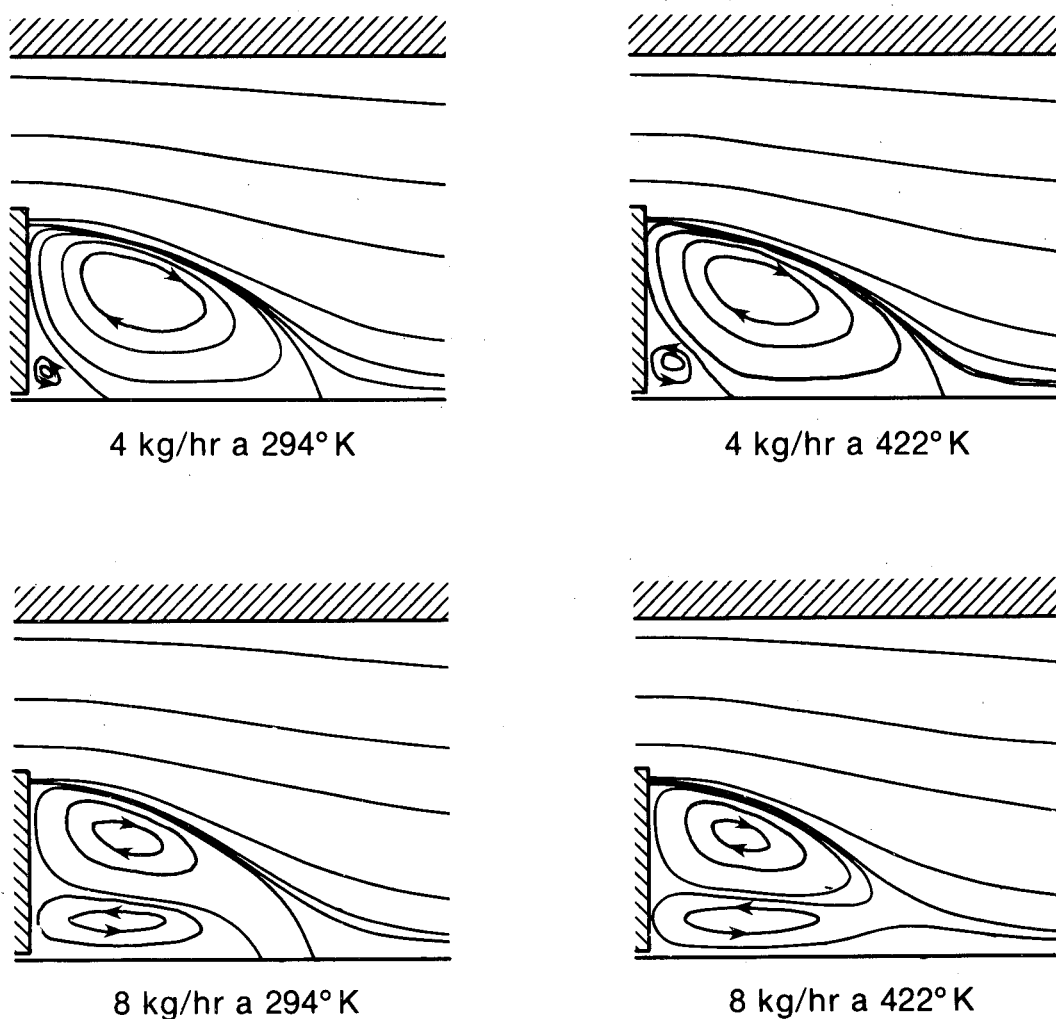


Fig. 6.— Comparación de las líneas de flujo para los casos isotérmico y no-isotérmico. La razón de flujo anular es 2 kg/seg y la temperatura del aire es 294°K para todos los casos. La región indicada es desde el cuerpo elemental hasta 15 cm. más abajo.

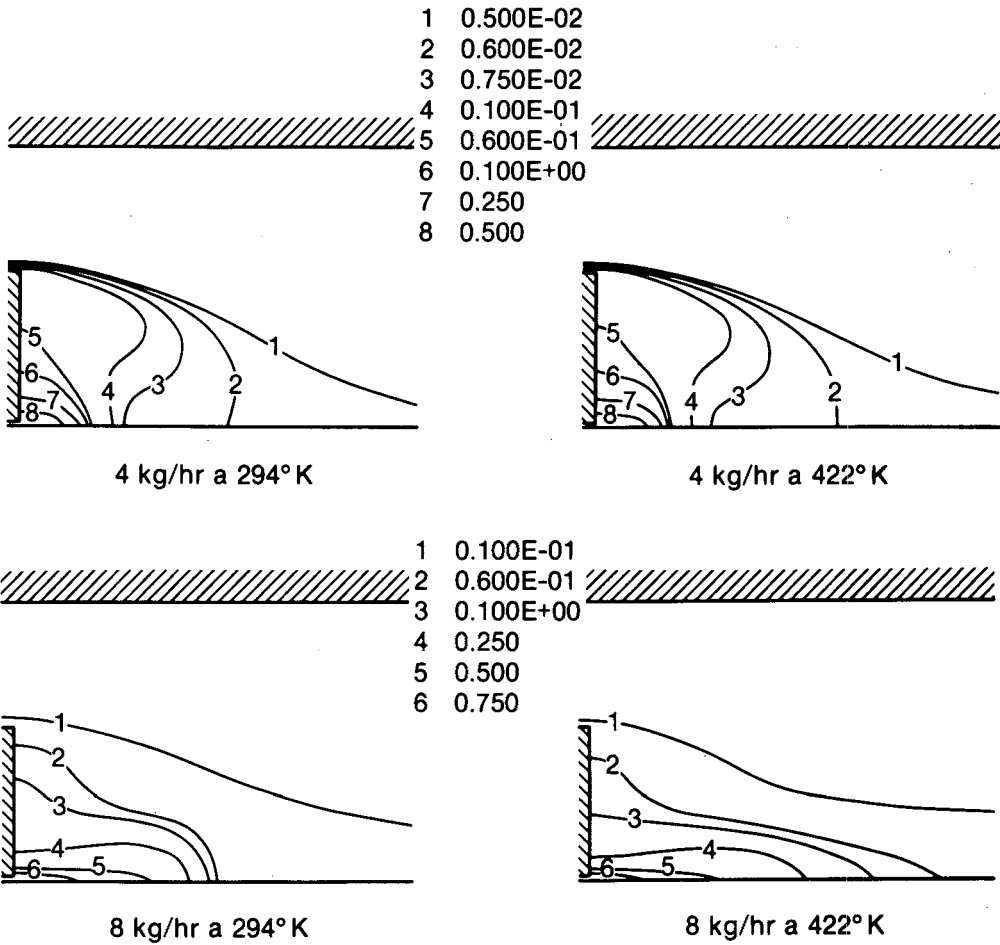


Fig. 7.— Comparación de las fracciones de masa del combustible. La región indicada es desde el cuerpo elemental hasta 15 cm. más abajo.

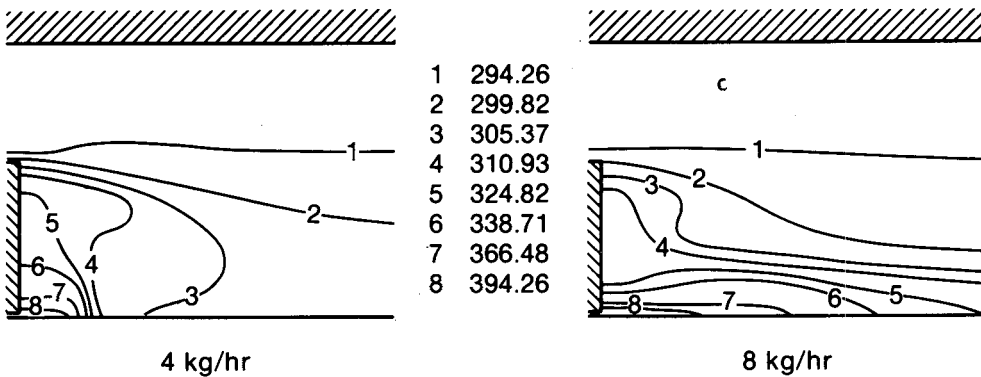


Fig. 8.—Perfiles de temperatura para el caso de propano a 422°K. La región indicada es desde el cuerpo elemental hasta 15 cm. más abajo.

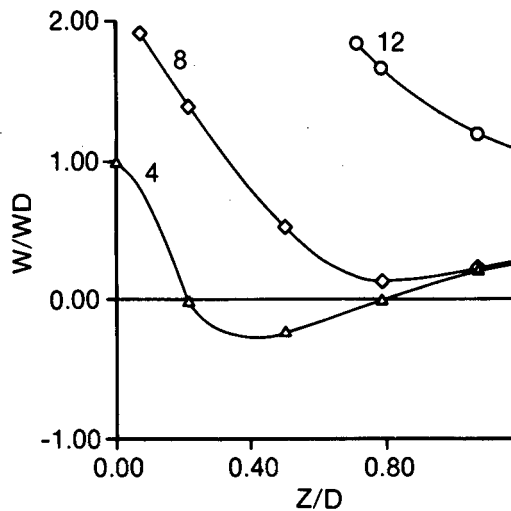


Fig. 9.— Flujo no-isotérmico, velocidades en la línea central. Aire a 2 kg/seg y 294°K, y propano a 4, 8 y 12 kg/seg y 422°K.

DISCUSION DE LOS RESULTADOS

Los resultados obtenidos aquí se comparan con los resultados presentados en⁵ y las mediciones experimentales presentadas en¹⁰. Basados en esta comparación, podemos observar lo siguiente:

1. El punto de re-conexión (*reattachment point*) para el caso de flujo del jet central cero ocurre a un valor $z = 12$ cm, o un valor $z/d = .857$ en que $d = 14$ cm es el diámetro del cuerpo central. Mediciones en¹⁰ indican que este valor es .9. Por lo tanto los valores obtenidos con TUGAS comparan muy bien con las mediciones. Los cálculos en⁵ dieron un valor de 1.15.

Los valores z/d para los puntos de estagnación frontales (o del combustible) calculados por TUGAS son .25 y .59 respectivamente, para jets centrales de CO_2 a flujos de 4 y 8 kg/hr (flujo isotérmico). Estos también se comparan bien con las mediciones de .3 y .5 usando un LDA (*Laser Doppler Anemometer*) en¹⁰.

Los resultados del programa FREP presentados en⁵ subestiman estos valores a .08 y .28 respectivamente (véanse las Figuras 2, 3, 4).

Los valores de z/d para los puntos de estagnación posteriores (o del aire) en la línea central, calculados por TUGAS, son .79, .79 y .77 respectivamente para flujos del jet central de CO_2 de 0, 4 y 8 kg/hr (flujo isotérmico). Estos comparan razonablemente con los valores en¹⁰ de 0.9 para los tres casos. El programa FREP predice valores de 1.15, 1.15 y 1.38 respectivamente (véanse las Figuras 2, 5, 4).

2. Los cálculos numéricos en⁵ no convergieron (véase⁵, p. 53) para valores más altos del flujo en el jet central (mayores de 8 kg/hr). Un flujo de 16 kg/hr no parece introducir dificultades adicionales en el programa TUGAS. El esquema de celdas donantes y de diferencias contra la dirección de flujo utilizado en TUGAS puede explicar su habilidad para tratar estos casos extremos.

3. Las predicciones de perfiles de velocidad en la línea central están de acuerdo cualitativamente con los experimentos de¹⁰ para un gran rango de flujos en el jet central. Sin embargo, la exactitud parece depender enormemente de la viscosidad efectiva. Esto indica la necesidad de incorporar un modelo de turbulencia más sofisticado en estos programas.

4. El efecto de flujos no-isotérmicos en las líneas de flujo y en los perfiles de fracción de masa, es más dramático a medida que aumenta el flujo de combustible. El punto de estagnación del combustible y el aire para el caso de 4 kg/hr son prácticamente idénticos cuando el combustible se inyecta a 294°K o a 422°K. Sin embargo, para el caso de 8 kg/hr, el combustible penetra la zona de recirculación de aire cuando se inyecta a 422°K mientras que si se inyecta a 294°K hay puntos de estagnación distintos (en la línea central) para el aire y el combustible (véanse las Figuras 6, 7).

REFERENCIAS

1. R. Amit, C. A. Hall y T. A. Porsching, "An Application of Network Theory to the Solution of Implicit Navier-Stokes Difference Equations", *J. Comp. Physics*, 40, 183-201 (1981).
2. C. Berge y A. Ghouda-Houri, *Programming, Games and Transportation*, Methuen, London, (1965).
3. R. B. Bird, W. E. Stewart y E. N. Lightfoot, *Transport Phenomena*, John Wiley, New York, (1960).
4. C. A. Hall, T. A. Porsching y R. S. Dougall, "Numerical Methods for Thermally Expandable Two-Phase Flow - Computational Techniques for Steam Generator Modeling", *EPRI Report NP-1416*, Electric Power Research Institute, Palo Alto, CA, (1980).
5. L. Krishnamurty, "Isothermal Flowfield Predictions of Confined Coflowing Turbulent Jets in an Axisymmetric Bluff-Body Near Wake", *Technical Report AFWAL-TR-81-2036*, Aero Propulsion Laboratory, WPAFB, Ohio, May, (1981).
6. T. A. Porsching, "A Finite Difference Method for Thermally Expandable Fluid Transients", *Nuc. Sci. Eng.*, 64, 177-186 (1977).
7. G. Masche, *Systems Summary of a Westinghouse Pressurized Water Reactor Nuclear Power Plant*, Westinghouse Electric Corporation, Pittsburgh, (1971).
8. W. M. Roquemore, R. L. Britton y S. S. Sandhu, "Investigation of the Dynamic Behavior of a Bluff-Body Diffusion Flame Using Flame Emission", *AIAA 20th Aerospace Sciences Meeting*, Paper No. AIAA-82-0178, January, (1982).
9. W. M. Roquemore, R. P. Bradley, J. S. Stutrud, C. M. Reeves and L. Krishnamurthy, "Preliminary Evaluation of a Combustor for Use in Modeling and Diagnostics Development", *ASME-80-GT-93, Twenty-fifth Annual International Gas Turbine Conference, ASME*, New Orleans, March, (1980).
10. A. J. Lightman, R. D. Richmand, P. D. Magill, L. Krishnamurty, W. M. Roquemore, R. P. Bradley, J. S. Stutrud y C. M. Reeves, "Velocity Measurements in a Bluff-Body Diffusion Flame", *AIAA-80-1544, AIAA 15th Thermophysics Conference*, Snowmass, CO, July, (1980).