

SIMULACION NUMERICA DE LA COMBUSTION
EN UNA CALDERA A GAS NATURAL
UTILIZANDO UN MECANISMO DE REACCION REDUCIDO

Victoria Echaniz, Eduardo Brizuela
Departamento de Ingeniería Mecánica, Facultad de Ingeniería
Universidad Nacional de Mar del Plata, J. B. Justo 4302, 7600 Mar del Plata, Argentina.

RESUMEN

En este trabajo se resuelve por el método de los volúmenes finitos, y aplicando un Esquema de Reacción Reducido y conceptos de Eddy Break Up, la combustión de gas natural en aire en una caldera de vapor. Se presentan resultados de la simulación de una llama de difusión turbulenta, en escala natural y condiciones operacionales, con transmisión de calor por conducción/convección y radiación. Por tratarse de una tarea en progreso y de largo alcance que involucra una caldera en servicio los resultados son preliminares y la comparación con resultados experimentales es limitada. No obstante, los resultados obtenidos son considerados satisfactorios, aunque indican que es necesario continuar refinando los modelos de mezclado y radiación para reproducir mejor las condiciones reales.

ABSTRACT

Combustion of natural gas in air in a utility boiler is simulated by means of a finite volume approach, using a Reduced Reaction Scheme and Eddy Break Up concepts. Results are presented for a turbulent diffusion flame, under operational conditions and in full size, including heat transfer by conduction/convection and radiation. Preliminary results only are presented and a limited comparison with experimental results is made due to the scope of the task which involves a facility in service. Nevertheless, results are considered satisfactory, although there are indications that it is necessary to continue refining the mixing and radiation models for better matching with operational conditions.

INTRODUCCION

La combustión de hidrocarburos en aire es gobernada por mecanismos multipasos que comprenden cien o más reacciones. Aunque no es imposible resolver tales sistemas, el proceso de solución a menudo oscurece el progreso de las reacciones y dificulta ganar una visión interna de la naturaleza de la combustión. También, para cálculos prácticos es conveniente reducir el número de pasos a un pequeño número de reacciones significativas.

El método de reducir un mecanismo completo a una pocas reacciones significativas ha sido formulado [1] y se ha logrado programar la generación automática de Esquemas de Reacciones Reducido (RRS) [2]. Para la combustión de metano en aire hemos elegido el esquema dado por [3].

Habiendo seleccionado un RRS, para llamas no premezcladas, es necesario considerar la influencia de la mezcla en la velocidad de reacción. Aunque modelos más avanzados están siendo desarrollados, el modelo Eddy Break-Up (EBU) [4][5] es aún utilizado debido a su simplicidad, para dar el límite de la química rápida a las velocidades de reacción. Ha sido demostrado [6] que una forma heurística de la velocidad de reacción EBU puede ser encontrada tal que tiene una base en teoría, y ésta es la forma usada en los cálculos presentes.

Nuestra tarea de investigación actual es la simulación numérica de una llama de difusión turbulenta de metano en aire a presión ambiente en una caldera existente y su comparación con datos experimentales. La obtención de datos experimentales en una caldera de gran porte en servicio no es una tarea sencilla ni económica, y al presente sólo se dispone de un limitado conjunto de datos experimentales. Luego, el propósito del presente trabajo es presentar los resultados pertenecientes a los escalares principales (campos de flujo y especies químicas), mientras que continúa el trabajo de refinamiento de los modelos usados y obtención de mediciones en la caldera.

CALDERA EN ESTUDIO

El objeto de este estudio es una caldera que se encuentra en funcionamiento, propiedad de ESEBA S.A. Mar del Plata. La misma fue diseñada originalmente para funcionar con fuel oil; en la actualidad la mayor parte del año es alimentada a gas natural, por lo que ha sufrido varias modificaciones.

La Figura 1 muestra una sección de la caldera. Las dimensiones generales de la caldera son largo: 5,64 m, ancho: 4,11 m y alto: 15,09 m.

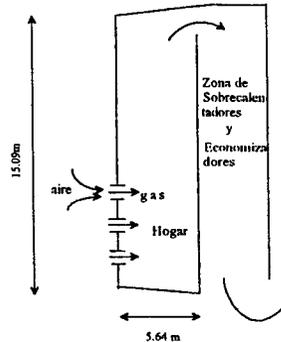


Figura 1: Esquema de la Caldera

La potencia nominal de la caldera es de aproximadamente 30 MWe, para un consumo de 250 000 m³ de gas natural por día. La caldera posee seis quemadores en tres filas de dos, cada uno compuesto por seis lanzas inyectoras de gas rodeadas por dos anillos de aire, uno interno a las lanzas y otro externo. La Figura 2 muestra una vista esquemática de un quemador. Los centros de cada par de quemadores se encuentran a 2,8, 4,8 y 6,8 metros desde la base respectivamente.

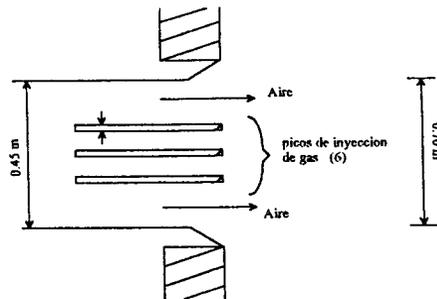


Figura 2: Quemador

El gas ingresa a una temperatura de 50° C. En su disposición original los caudales de aire y gas estaban uniformemente distribuidos entre todos los quemadores y los picos de inyección presentaban un orificio único, horizontal, de 18 mm de diámetro. Después de sucesivas modificaciones los caudales de gas se establecieron con una relación entre sí de 1/6, 1/3 y 1/2 del caudal total de gas que ingresa a la caldera, donde 1/6 es el caudal superior, el 1/3 es el medio y el 1/2 es el inferior.

Los inyectoros de gas modificados poseen una inclinación de 20° hacia abajo. Cada una de las lanzas de gas posee una distribución de pequeños orificios de diámetros entre 4 y 6 mm, los cuales producen la turbulencia deseada para el correcto mezclado entre el aire y el gas. La Figura 3 muestra los picos de inyección de gas, original y modificado.

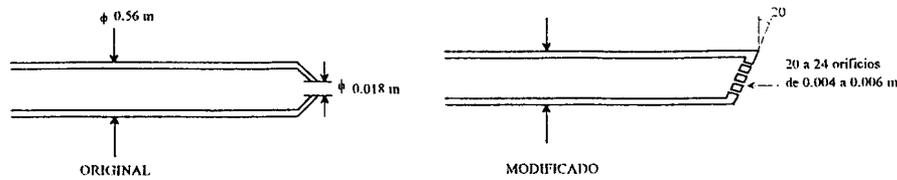


Figura 3: Inyectores de gas

La entrada de aire también fué modificada: en el quemador superior ingresa la mitad del caudal del quemador medio e inferior. La temperatura del aire que ingresa a la caldera es de 120° C.

Con estas modificaciones se logró un descenso de la temperatura de gases de salida del horno, estimado entre 100 y 200°C.

SIMULACION NUMERICA

Ecuaciones de transporte. La conservación de la masa es computada por promedio Favre en la forma conservativa [7][8] como:

$$\frac{\partial r \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

La conservación de cantidad de movimiento y de escalares es computada en forma conservativa en coordenadas cartesianas (x,y,z) usando la ecuacion de transporte general en promedio Favre :

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{\phi}) = \frac{\partial}{\partial x_i} (D \frac{\partial \tilde{\phi}}{\partial x_i}) + S^{\phi} \quad (2)$$

donde ϕ es la cantidad calculada, D la viscosidad efectiva

$$D = \mu + \frac{\mu_t}{Sc_{\phi}} \quad (3)$$

y el número de Schmidt/Prandtl Sc y el término de fuente S^{ϕ} están listados en la Tabla I, junto con otras definiciones.

Tabla I - Terminos de fuente y definiciones

ϕ	Sc	Termino de fuente
\tilde{u}	1.0	$\frac{\partial}{\partial x} \left[D \left(\frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[D \left(\frac{\partial \tilde{v}}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[D \left(\frac{\partial \tilde{w}}{\partial x} \right) \right] - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x}$
\tilde{v}	1.0	$\frac{\partial}{\partial x} \left[D \left(\frac{\partial \tilde{u}}{\partial y} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[D \left(\frac{\partial \tilde{v}}{\partial y} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[D \left(\frac{\partial \tilde{w}}{\partial y} \right) \right] - \frac{\partial \bar{p}}{\partial y}$
\tilde{w}	1.0	$\frac{\partial}{\partial x} \left[D \left(\frac{\partial \tilde{u}}{\partial z} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[D \left(\frac{\partial \tilde{v}}{\partial z} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[D \left(\frac{\partial \tilde{w}}{\partial z} \right) \right] - \frac{\partial \bar{p}}{\partial z}$
$\tilde{\kappa}$	0.9	$(\tilde{G} - \bar{\rho} \tilde{\epsilon})$
$\tilde{\epsilon}$	1.22	$C_1 (\tilde{G} - C_3 \tilde{G}_B) \frac{\tilde{\epsilon}}{\tilde{\kappa}} - C_2 \bar{\rho} \frac{\tilde{\epsilon}^2}{\tilde{\kappa}}$
\tilde{h}	0.7	Ver texto
\tilde{f}	0.7	Ninguno

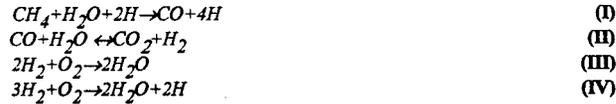
Definiciones

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \text{ (promedio Reynolds)} = \tilde{\phi} + \phi'' \text{ (promedio Favre)}$$

$$\begin{aligned}\bar{\kappa} &= \overline{u_i'' u_i''} / 2 \\ \bar{\varepsilon} &= \frac{\mu}{2\bar{\rho}} \left(\overline{S_{ij}'' \frac{\partial u_i''}{\partial x_j}} + \overline{S_{ji}'' \frac{\partial u_j''}{\partial x_i}} \right) \\ -\bar{\rho} \overline{u_i'' u_j''} &= \mu_t \bar{S}_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \bar{\rho} \bar{\kappa}; \quad \delta_{ij} = 1 \text{ o } 0 \text{ para } i = j \text{ o } i \neq j \\ \mu_t &= C_u \bar{\rho} \frac{\bar{\kappa}^2}{\bar{\varepsilon}} \\ S_{ij} &= \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \theta, \quad \theta = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \\ \bar{G} &= \mu_t \left[2 \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial y} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right)^2 \right. \\ &\quad \left. + \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} \right)^2 - \frac{2}{3} \bar{\theta}^2 \right] + \bar{G}_B \\ C_u &= 0.09, \quad C_1 = 1.44, \quad C_2 = 1.92, \quad C_3 = 0.8, \quad \bar{G}_B = g \frac{\mu}{\sigma_f} \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial x}\end{aligned}$$

Condiciones de Contorno. Las condiciones estándar de Dirichlet y de Neumann fueron aplicadas en los contornos. Las leyes logarítmicas de la pared fueron aplicadas para el modelo κ - ε en contornos sólidos.

El modelo de Llama. De [9] el mecanismo reducido es:



Computamos las siete especies principales en este mecanismo, es decir, CH_4 , O_2 , H_2O , CO_2 , H , CO , y H_2 . También computamos ocho especies menores implícitas en este esquema (CH_3 , O , HO_2 , HCO , CH_3O , H_2O_2 , CH_2O , OH) y el gas de baño M.

Las velocidades de reacción de I-IV de acuerdo con el mecanismo esquelético están dadas en [9]:

$$w_I = w_{13} + w_{18} \quad (4)$$

$$w_{II} = w_9 \quad (5)$$

$$w_{III} = w_5 - w_{10} + w_{16} - w_{20} - w_{22} + w_{24} + w_{25} \quad (6)$$

$$w_{IV} = w_1 - w_7 - w_8 + w_{10} - w_{16} + w_{18} + w_{20} - w_{24} - w_{25} \quad (7)$$

Resolvemos Ecuaciones Diferenciales a Derivadas Parciales (PDE) para las cuatro especies principales. Las tres especies principales restantes son encontradas por medio de escalares conservados y la fracción de mezcla. Las especies menores son encontradas asumiendo estado estacionario.

En el caso de **química limitada por la cinética**, resolvemos PDEs para las cuatro especies principales, CH_4 , O_2 , H_2 y H , mientras H_2O , CO_2 y CO son encontrados usando escalares conservados.

De las ecuaciones I-IV las velocidades molares de reacción por unidad de volumen de las cuatro especies principales son:

$$w_{CH_4} = -w_I \quad (8)$$

$$w_{O_2} = -w_{III} - w_{IV} \quad (9)$$

$$w_{H_2} = 4w_I + w_{II} - 2w_{III} - 3w_{IV} \quad (10)$$

$$w_H = -2w_I + 2w_{IV} \quad (11)$$

Estas velocidades son términos de fuente de la PDE:

$$L(\Gamma_i) = w_i \quad (12)$$

donde Γ_i es la abundancia específica igual a la fracción de masa de la especie Y_i dividida el peso molecular W_i .

El operador lineal L aplicado a una variable general es:

$$L(\phi) = \bar{\rho} \frac{\partial \phi}{\partial t} + \bar{\rho} \tilde{V} \nabla \phi - \nabla \cdot (\bar{\rho} D \nabla \phi) \quad (13)$$

Generamos escalares conservados por combinación lineal de Ecuaciones (4) - (7), resultando, por ejemplo:

$$\beta = \Gamma_{CH_4} + \frac{1}{2} \Gamma_{H_2} + \frac{1}{2} \Gamma_{H_2O} + \frac{1}{4} \Gamma_H \quad (14)$$

Considerando los valores de contorno en el combustible (corriente 1) y en el oxidante (corriente 2), y la fracción de mezcla como:

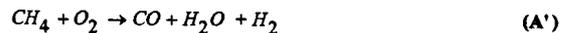
$$\tilde{f} = \frac{\beta - \beta_2}{\beta_1 - \beta_2} = \frac{\beta}{\Gamma_{CH_4,1}} \quad (\beta_1 = \Gamma_{CH_4,1}; \beta_2 = 0) \quad (15)$$

reordenamos para obtener:

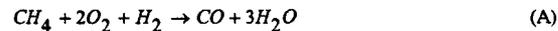
$$\Gamma_{H_2O} = 2\tilde{f}\Gamma_{CH_4,1} - 2\Gamma_{CH_4} - \Gamma_{H_2} - \frac{1}{2}\Gamma_H \quad (16)$$

Similarmente obtenemos CO y CO₂, usando otros escalares. Las especies restantes, O, CH₃ y el gas de baño M pueden ser calculadas como está detallado en [9].

Para condiciones de química rápida consideramos H en estado estacionario lo cual reduce el sistema a tres ecuaciones cancelando H entre I y IV.



Elegimos retener el quemado de CO en la reacción II, para promover velocidades EBU en la zona rica, mientras se reduce el sistema a dos pasos. En el modelo EBU es la concentración del reactivo deficiente la que determina la velocidad de reacción. En la zona rica éste será el oxidante, y las Reacciones (A') y (C') tendrán velocidades EBU comparables. Entonces, el sistema puede ser reducido a:



La ecuación (A) es la suma de I, III y IV y la ecuación (B) es la II.

Las velocidades de reacción (A) y (B) serán obtenidas de los principios EBU como sigue. La velocidad de reacción Eddy Break Up entre el combustible F y el oxidante O es computada como en [6]:

$$w_{EBU} = A_1 \bar{\rho} \frac{\epsilon}{\kappa} \quad (17)$$

donde A_1 está dado por

$$A_1 = A^* \frac{\Gamma_{FU}}{1 + \frac{s \Gamma_{FU}}{\Gamma_{OX}}} \sqrt{\frac{s \Gamma_{FU}}{\Gamma_{OX}}} \quad (18)$$

Para la reacción (A), $A^*=4.0$ y

$$\Gamma_{FU} = \min(\Gamma_{CH_4}, \Gamma_{H_2}) \quad (19)$$

$$\Gamma_{OX} = \Gamma_{O_2} \quad (20)$$

$$s = 2 \quad (21)$$

y para la reacción (B), $A^* = 0.4$ y

$$\Gamma_{FU} = \Gamma_{CO} \quad (22)$$

$$\Gamma_{OX} = \Gamma_{H_2O} \quad (23)$$

$$s = 1 \quad (24)$$

En este caso resolveremos PDEs para CH_4 , O_2 , H_2 y CO , mientras que H_2O , CO_2 y H serán calculados por conservación de especies atómicas.

Para cambiar entre química limitada por la cinética y química limitada por la mezcla calcularemos las velocidades cinéticas de reacción de las reacciones A y B usando los resultados de arriba, es decir:

$$w_{A,cin} = w_{I,cin} = w_{13} \quad (25)$$

$$w_{B,cin} = w_{III,cin} = w_9 \quad (26)$$

Luego calculamos las velocidades EBU, y entonces, si $w_{A,cin} > w_{A,EBU}$ y $w_{B,cin} > w_{B,EBU}$ y $w_{A,EBU} > w_{B,EBU}$ utilizamos el método EBU, y calculamos intermedios y productos usando relaciones algebraicas y escalares. Si alguna de las velocidades cinéticas es menor que la velocidad EBU entonces calculamos todas las especies usando velocidades cinéticas y escalares conservados.

Procedimiento de Solución Numérica. El conjunto de ecuaciones de transporte y ecuaciones auxiliares fueron resueltos usando una técnica de volúmenes finitos [10]. En este procedimiento las ecuaciones discretizadas son resueltas en una grilla alternada usando el esquema diferencial híbrido y una ecuación de corrección de presión para la ecuación de continuidad [11].

El método de solución es desacoplado: las ecuaciones de conservación de cantidad de movimiento y de continuidad discretizadas son resueltas primero, dando un campo de presiones y velocidades; este paso incluye ajustes en el flujo de masa integral. Las ecuaciones escalares son resueltas luego, en el siguiente orden: cantidades de turbulencia κ y ϵ , fracción de mezcla f y entalpía de estagnación específica total h (la cual incluye potencial químico). El modelo de llama de 4-pasos se resuelve por último, incluyendo la computación de las fracciones de masa de las especies y_i y también la temperatura T .

Finalmente, la masa molecular de la mezcla, la densidad y los coeficientes de transporte arriba mencionados son calculados para completar un paso de iteración. La transferencia de calor por radiación es obtenida por el método de transferencia discreto de Lockwood y Shah [12]. Este método incorpora características de los métodos de zona, flujo y Monte Carlo lo cual proporciona buenos resultados y es computacionalmente eficiente.

El horno es dividido en celdas cartesianas, a las que se asigna temperatura y coeficiente de absorción constante. Un número discreto de rayos parten desde el centro de cada celda de pared ubicada en los alrededores. Como cada rayo encuentra a la celda con temperatura T y coeficiente de absorción K , el cambio en intensidad del rayo está dado por:

$$\frac{dI}{ds} = -(k_a + k_s)I + \frac{\sigma}{\pi} k_a T^4 + S_{rad} \quad (27)$$

$$S_{rad} = \frac{k_s}{4\pi} \int_0^{4\pi} I d\Omega \quad (28)$$

La absorción o emisión neta de energía Q_r de una celda, es la sumatoria de los cambios de intensidad de cada rayo pasando a través de la celda.

El tratamiento usado aquí asume un coeficiente de absorción de gas dado por

$$k_a = 0.32 + 0.28e^{-T/1135} \quad (29)$$

La dispersión de radiación es isotrópica y ha sido incluida con un coeficiente de dispersión asumido dado por

$$k_s = 0.13 \quad (30)$$

La constante de Stefan-Boltzmann es

$$\sigma = 5.669 \times 10^{-11} \quad (31)$$

La energía neta de convección está dada por:

$$Q = K A \Delta T \quad (32)$$

donde el coeficiente K puede estar dado previamente o no. En el segundo caso suponemos que el número de Lewis es 1, por lo tanto $Sc = Pr$. Luego, el coeficiente de transmisión del calor es:

$$\lambda = C_p \mu_T \quad (33)$$

donde la viscosidad turbulenta μ_T es calculada por el modelo de pared, y se obtiene

$$K = \frac{\lambda}{\Delta x} \quad (34)$$

Limites. El rango de soluciones de PDEs debe ser restringido a límites permisibles [13]. Por ejemplo, para CH_4 el valor máximo es el del combustible no reaccionado, y el mínimo es obtenido positando $\Gamma_{H_2} \geq 0$ en las Reacciones I to IV:

$$y_{\max} = f \quad (35)$$

$$y_{\min} = f - \frac{(1-f)y_{O_2,2}}{2(1 + \frac{w_{III}}{w_{IV}})} \quad (36)$$

No se dispone de un modelo para w_{III}/w_{IV} como una función de f , y se adoptó un valor constante de -0.2 en base a resultados experimentales obtenidos de la literatura.

Para oxígeno, los límites son obtenidos positando $\Gamma_H \geq 0$ y $\Gamma_{H_2} \geq 0$:

$$y_{\max} = (1-f)y_{O_2,2} - 2(1 + \frac{w_{III}}{w_{IV}})(f - y_{CH_4}) \quad (37)$$

$$y_{\min} = (1-f)y_{O_2,2} - \frac{2}{3}(4 + \frac{w_{II}}{w_I})(f - y_{CH_4}) \left(\frac{1 + \frac{w_{III}}{w_{IV}}}{1 + \frac{2w_{III}}{3w_{IV}}} \right) \quad (38)$$

Estos fueron simplificados a

$$y_{\max} = (1-f)y_{O_2,2} - 4(f - y_{CH_4}) \quad (39)$$

$$y_{\min} = (1-f)y_{O_2,2} - 4f \quad (40)$$

Los límites para CO , H_2 y H fueron obtenidos de manera similar, despreciando convección/difusión; los de CO_2 y H_2O fueron deducidos de la reacción de un solo paso.

Es de notar que este área no ha recibido suficiente esfuerzo y estudio aún, y faltan determinar límites permisibles apropiados para estas llamas.

RESULTADOS Y DISCUSION

Como se ha dicho, éste es un informe de trabajo en progreso y las observaciones son por consiguiente parciales.

El modelo numérico en general funcionó satisfactoriamente, con la conocida rigidez propia del modelo $\kappa-\epsilon$. La transmisión de calor a las paredes se calculó en 44 MW, y las temperaturas medias de los gases de salida fueron de 1040 y 940°C en los casos original y modificado. Las concentraciones de especies intermedias (CO , HO_2 , CH_2O) en el escape son negligibles.

La Figura 4 muestra contornos de temperatura y vectores de velocidad (normalizados a módulo unitario, caso modificado) en un corte en elevación por el centro de los quemadores, para los casos original y modificado. Se observa que el efecto de la modificación fué de incrementar la temperatura en la zona inferior de la caldera y reducir la temperatura de salida, que eran los efectos deseados.

La Figura 5 muestra contornos de la concentración de CO para el caso modificado donde se aprecia que aún cuando se alcanzan concentraciones del orden del 4% en la zona inferior, el CO es satisfactoriamente

requemado en la zona intermedia donde la llama opera en mezcla pobre.

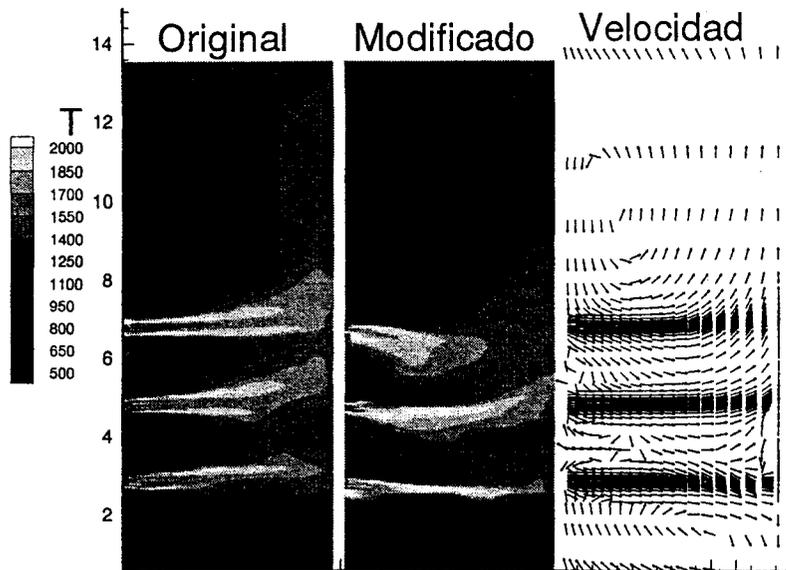


Figura 4: Temperatura y velocidad

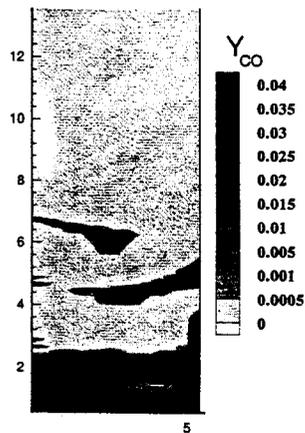
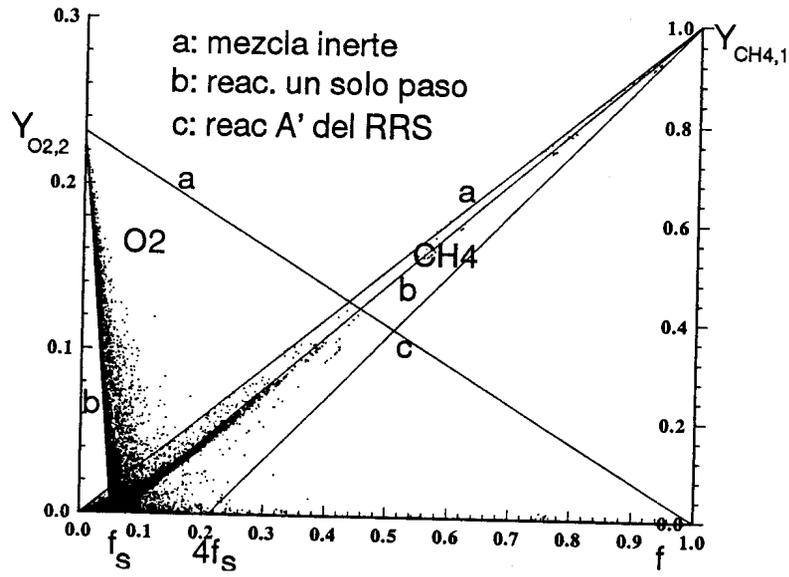
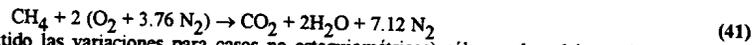


Figura 5: Fracción de masa de CO

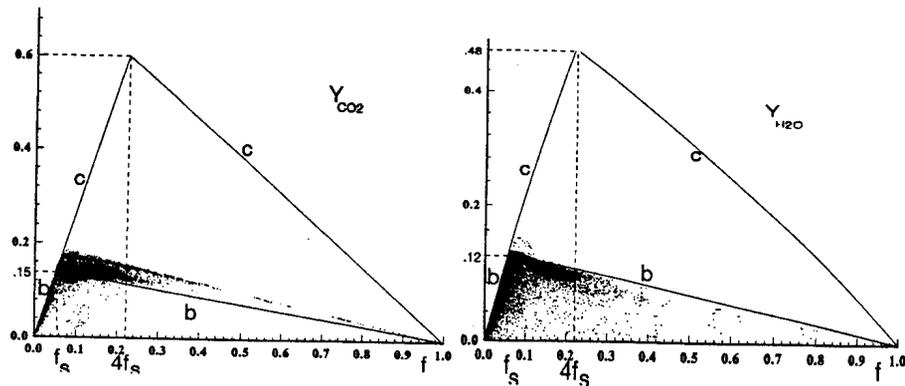
El método de cuatro pasos permite calcular estados de la mezcla intermedios entre la mezcla inerte y la combustión completa de un solo paso tradicional. La Figura 6 muestra las fracciones de masa de O_2 y CH_4 en función de la fracción de mezcla f . Se aprecia que se obtienen valores en toda la región físicamente permitida en lugar de la solución de un solo paso (líneas b).

Figura 6: Fracciones de masa de O_2 y CH_4

La Figura 7 muestra las fracciones de masa de los productos principales CO_2 y H_2O . De utilizarse la reacción de un solo paso



(donde se han omitido las variaciones para casos no estequiométricos) sólo se obtendrían valores sobre las líneas b. La diferencia entre los valores computados y las líneas b está dada por la presencia de las especies menores (CO , CH_3 , H_2 , HO , CH_2O , etc.)

Figura 7: Fracciones de masa de CO_2 y H_2O

CONCLUSIONES

Se ha implementado con éxito un modelo de llama de difusión turbulenta para la combustión de gas natural en una caldera a presión atmosférica. El modelo utilizado no asume la combustión completa ni estados de equilibrio cinético, e incluye consideración de la influencia de la difusión turbulenta en la velocidad de reacción.

Los resultados iniciales son considerados aceptables dado que la transmisión de calor y la composición de los gases de escape están dentro de los valores esperados según la experiencia de operación.

El resultado quizás más importante es que el modelado de los casos original y modificado reproduce los cambios operacionales que fueran observados, que es precisamente el mérito de este tipo de simulación numérica: proveer una herramienta que permita ensayar modificaciones de operación o diseño y verificar tendencias a un costo muy inferior y con mucha mayor flexibilidad que el ensayo físico.

REFERENCIAS

- [1] CHEN, J.-Y., 1988; *Combust. Sci. Technol.*, **88**, 89.
- [2] GÖTTGENS, J., y TERHOEVEN, P., 1992; 'RedMech, an automatic reduction program', comunicación privada.
- [3] BILGER, R. W., STARNER, S. H., y KEE, R. J., 1990; *Comb Flame* **80**, 135.
- [4] SPALDING, D. B., 1971; 13th. *Symposium (International) on Combustion*, Pittsburgh, p. 649.
- [5] MAGNUSSEN, B. F., y HJERTAGER, B. H., 1977; 16th. *Symposium (International) on Combustion*, Pittsburgh, p. 719.
- [6] BRIZUELA, E. A., y BILGER, R. W., 1996; *Combustion and Flame*, **104**, 208.
- [7] FAVRE, A., 1969; 'Statistical equations of turbulent gases'; en *Problems of Hydrodynamics and Continuum Mechanics*, Society of Industrial and Applied Mathematics, p. 231-266, Philadelphia.
- [8] BILGER, R. W., 1975; *Combust. Sci. Technol.*, **11**, 215.
- [9] BILGER, R. W.; ESLER, M. B., y STARNER, S. H., 1991; 'On reduced mechanisms for methane-air combustion'; Chapter 5 of 'Reduced kinetic mechanisms and asymptotic approximations for methane-air flames', M. D. Smooke (Editor), Lecture Notes in Physics 384, Springer-Verlag, Berlin.
- [10] BOYD, R. K., y KENT, J. H., 1986; 'Three-dimensional furnace computer modelling', 21st *Symposium (International) on Combustion*, Pittsburgh, p. 265-274.
- [11] PATANKAR, S. V., 1980; 'Numerical Heat Transfer and Fluid Flow', Hemisphere Pub. Co., New York.
- [12] LOCKWOOD, F. C., y SHAH, N. G., 1981; 'A new radiation method for incorporating in general combustion prediction procedures', 18th *Symposium (International) on Combustion*, Pittsburgh, p. 1405-1414.
- [13] CHEN, J.-Y., y DIBBLE, R. W., 1991; 'Application of reduced kinetic mechanisms for prediction of turbulent nonpremixed methane-air flames', Capítulo 9 de 'Reduced kinetic mechanisms and asymptotic approximations for methane-air flames', M. D. Smooke (Editor), Lecture Notes in Physics 384, Springer-Verlag, Berlin.