

GENERACIÓN NUMÉRICA DE MALLAS PARA EL ANÁLISIS DE ESCURRIMIENTOS REACTIVOS EN CÁMARAS DE COMBUSTIÓN

Pedro Andrés Pacheco Fernandoy

Departamento de Engenharia Mecânica – COPPE, Universidade Federal do Rio de Janeiro, C.P. 68503 – Rio de Janeiro
CEP: 21945-970, Brasil.
e-mail: pedrop@lmt.coppe.ufrj.br

Albino José Kalab Leiroz

Departamento de Engenharia Mecânica – COPPE, Universidade Federal do Rio de Janeiro, C.P. 68503 – Rio de Janeiro
CEP: 21945-970, Brasil.
e-mail: leiroz@ufrj.br

Resumen. La creciente demanda observada recientemente en el uso de turbinas a gas ha motivado el estudio numérico de sus principales componentes de forma de obtener un mejor entendimiento de los fenómenos físicos involucrados. En el presente trabajo, técnicas de generación numérica de mallas son aplicadas en geometrías axisimétricas similares a las de las cámaras de combustión de turbinas a gas del tipo tubular. Un cuerpo esférico es ubicado a lo largo del eje de simetría de la cámara, de forma de permitir el estudio del efecto del inyector de combustible. Efectos de inyección de aire secundario son también considerados. Para esta geometría irregular, técnicas de generación numérica de mallas y transformación de coordenadas fueron aplicadas para el mapeamiento del dominio físico utilizado y la solución de las ecuaciones de las variables de interés. Para el presente estudio, el escurrimiento fue considerado incompresible, laminar, y con propiedades termo físicas constantes. El campo de velocidades fue obtenido a través de la formulación Vorticidad-Función Corriente. Las ecuaciones de conservación de energía y especies son resueltas utilizando potenciales de Shvab-Zel'dovich. Los resultados permiten la determinación de la posición y forma de la llama, y la calibración de los parámetros de las mallas generadas.

Palabras Claves: Cámara de Combustión, Escurrimiento Reactivo, Generación de Mallas, Vorticidad-Función Corriente, Shvab-Zel'dovich.

1. Introducción

El proceso de combustión es uno de los procesos químicos más importantes, debido a que el desarrollo de la civilización actual está basado en el consumo de energía, generalmente proporcionada por el proceso de quema de combustibles. De hecho el proceso de combustión se encuentra aplicado a una gran cantidad de situaciones, como por ejemplo en la generación de calor en calderas para la producción de vapor, y principalmente para la producción de potencia en un eje o empuje. Estos se refieren a los motores de los vehículos de transporte y a los motores de las plantas termoeléctricas en general. En cuanto a los motores de combustión interna, tenemos a los motores alternativos y las turbinas de gas. Los motores alternativos tienen su campo de aplicación principalmente dirigido a la industria automotriz, en cuanto que las turbinas de gas, fueron desarrolladas inicialmente en el campo de la aeronáutica, y últimamente aplicadas al sector industrial. El tratamiento de la combustión requiere sólidas bases de Termodinámica, Mecánica de Fluidos, Transferencia de Calor en todos sus mecanismos, Transferencia de Masa y Cinética Química. La mayor dificultad es que en la mayoría de las situaciones prácticas el escurrimiento es altamente turbulento y confinado a geometrías complejas. Con relación a la complejidad geométrica, como la de las cámaras de combustión de turbinas de gas, diversos trabajos han sido realizados para abarcar esta dificultad (Mare *et al.*, 2004; Selle *et al.*, 2004 y Jurgen *et al.*, 2001) a través de la utilización de Softwares comerciales usando mallas estructuradas, no estructuradas, con inyectores del tipo torbellinador (*swirl*) o de cuerpo estabilizador (*bluff-body*). Estos inyectores tienen como principal objetivo mantener la estabilidad de la llama a través de la creación de una zona de recirculación inducida por este dispositivo (Menom *et al.*, 2001 y Saravanamuttoo *et al.*, 2001).

En el presente estudio, se propone una geometría que procura una semejanza a las cámaras de combustión de turbinas de gas del tipo tubular, usando un inyector del tipo cuerpo estabilizador, cuya geometría utilizada para el presente estudio fue esférica, como se muestra en la Fig. 1. El presente trabajo modela combustión en régimen laminar, en condiciones de convección forzada y con propiedades termo físicas constantes.

2. Modelaje Matematico

2.1 Generación de Mallas

La técnica de generación numérica de mallas de Thompson (Özisik, 1994) fue adoptada. Entretanto, el esquema iterativo de Hilgenstock (Hofmann, 1992) fue adoptado para el control de las líneas de las mallas a través de las funciones de control de malla, $P(\xi, \eta)$ y $Q(\xi, \eta)$. El método de Hilgenstock establece como condiciones a satisfacer, el espaciamiento de las líneas de la malla adyacente al contorno, y el ángulo de intersección de las líneas de la malla que llegan a este contorno. La condición de ortogonalidad es siempre deseada.

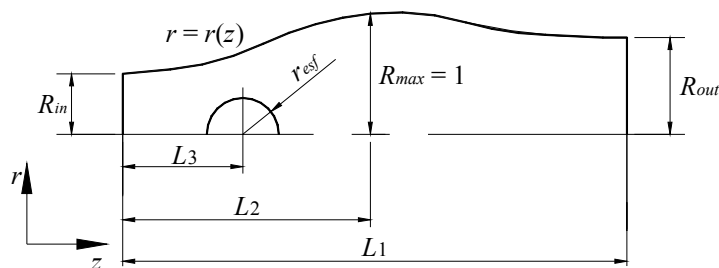


Figura 1. Geometría de la Cámara de Combustión a Modelar.

La malla es generada en el sistema de coordenadas cartesiano (x,y) a partir de un sistema de coordenadas computacional (ξ, η) ya conocido (Özisik, 1994 y Hofmann, 1992), a partir de las siguientes ecuaciones

$$\alpha \frac{\partial^2 x}{\partial \xi^2} - 2\beta \frac{\partial^2 x}{\partial \eta \partial \xi} + \gamma \frac{\partial^2 x}{\partial \eta^2} + J^2 P(\xi, \eta) \frac{\partial x}{\partial \xi} + J^2 Q(\xi, \eta) \frac{\partial x}{\partial \eta} = 0 \quad (1)$$

$$\alpha \frac{\partial^2 y}{\partial \xi^2} - 2\beta \frac{\partial^2 y}{\partial \eta \partial \xi} + \gamma \frac{\partial^2 y}{\partial \eta^2} + J^2 P(\xi, \eta) \frac{\partial y}{\partial \xi} + J^2 Q(\xi, \eta) \frac{\partial y}{\partial \eta} = 0 \quad (2)$$

donde α , β y γ son los coeficientes geométricos, dados por $\alpha = x_\eta^2 + y_\eta^2$, $\beta = x_\eta x_\xi + y_\eta y_\xi$ y $\gamma = x_\xi^2 + y_\xi^2$. Entretanto, J es el Jacobiano de la transformación de coordenadas, expresado por $J = x_\xi y_\eta - x_\eta y_\xi$, y x_η , x_ξ , y_η e y_ξ son las métricas de la transformación inversa (Özisik, 1994 y Hofmann, 1992). Las funciones de control de malla, $P(\xi, \eta)$ y $Q(\xi, \eta)$, de acuerdo al esquema iterativo de Hilgenstock, son evaluadas a partir de

$$P^{n+1} = P^n + \Delta P^n \quad Q^{n+1} = Q^n + \Delta Q^n \quad (3)$$

donde ΔP^n y ΔQ^n son las correcciones necesarias para obtener los valores de $P(\xi, \eta)$ y $Q(\xi, \eta)$ que proporcionen los valores necesarios para satisfacer las condiciones de espaciamiento y ortogonalidad en los contornos de la malla. El símbolo n indica el nivel de iteración. Los valores de ΔP^n y ΔQ^n son determinados de acuerdo con el mapeamiento adoptado, pues los valores de $P(\xi, \eta)$ tienen influencia en las líneas coordenadas ξ , y los valores de $Q(\xi, \eta)$ en las líneas coordenadas η , como observado en la Fig. 2. El mapeamiento adoptado es presentado en la Fig. 3. De la Figura 3 se observa que la malla es generada para toda la geometría, sin hacer uso de su simetría. La técnica de mapeamiento es conocida como Técnica de Ventana (Özisik, 1994 y Hofmann, 1992).

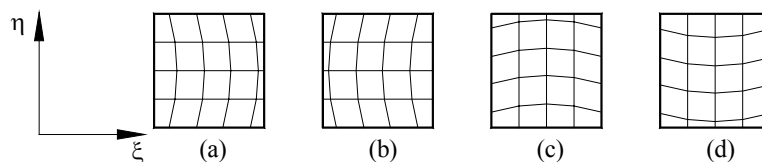


Figura 2. Efectos de $P(\xi, \eta)$ y $Q(\xi, \eta)$ en las líneas coordenadas de la malla. (a) y (b) $Q(\xi, \eta) = 0$ y $P(\xi, \eta) > 0$ y $P(\xi, \eta) < 0$, (c) y (d) $P(\xi, \eta) = 0$ y $Q(\xi, \eta) > 0$ y $Q(\xi, \eta) < 0$.

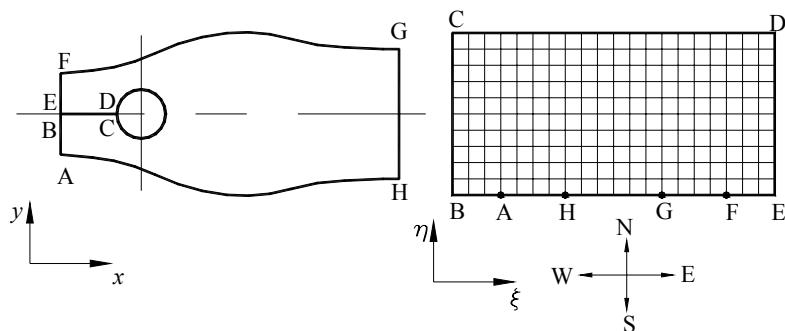


Figura 3. Mapeamento adoptado.

De acuerdo con el mapeamento adoptado, haciendo referencias a las Figs. 2 y 3, el control del espaciamento para el contorno sur del dominio computacional, (Fig. 3), será a través de los valores de $Q(\xi, \eta)$. En cuanto que el control del ángulo de intersección de las líneas coordenadas que llegan al contorno norte y sur del dominio computacional, será a través de $P(\xi, \eta)$. Control de espaciamento al contorno norte, correspondiente a la superficie de la esfera, no es realizado debido a que el mapeamento adoptado concentra puntos por defecto en esta superficie. Por lo tanto, las correcciones para obtener el espaciamento deseado y el ángulo de intersección deseado, para Ecs. (3), son expresas por

$$\Delta Q^n = + \tan^{-1} \left(\frac{\Delta s^n - \Delta s^*}{\Delta s^*} \right) \quad \Delta P^n = + \tan^{-1} \left(\frac{\alpha^n - \alpha^*}{\alpha^*} \right) \quad (4)$$

donde Δs^* y α^* , son el espaciamento, y el ángulo de intersección deseado, respectivamente. Entretanto Δs^n y α^n son los valores reales de estas variables, las cuales son calculadas a través de la formula de distancia entre puntos (Δs^n), y del producto escalar de vectores a través de la función arco coseno (α^n) (Hofmann, 1992). Luego de obtener los valores de $P(\xi, \eta)$ y $Q(\xi, \eta)$ en los contornos, los valores en el dominio deben ser calculados. Hilgenstock (Hofmann, 1992) propone funciones de extrapolación para obtener los valores de $P(\xi, \eta)$ y $Q(\xi, \eta)$ para los puntos internos del dominio expresadas por

$$P(\xi, \eta) = P(\xi, 1) \exp[-a(\eta-1)/(\eta_{\max} - 1)] + P(\xi, \eta_{\max}) \exp[-b(\eta-1)/(\eta_{\max} - 1)] \quad (5)$$

$$Q(\xi, \eta) = Q(\xi, 1) \exp[-c(\eta-1)/(\eta_{\max} - 1)] + Q(\xi, \eta_{\max}) \exp[-d(\eta-1)/(\eta_{\max} - 1)] \quad (6)$$

donde a , b , c y d son los coeficientes de decaimiento para los valores de $P(\xi, \eta)$ y $Q(\xi, \eta)$, en los contornos, que tienen por objetivo controlar la distribución de los puntos en el interior del dominio. Un coeficiente de decaimiento variable, expresado por Ec. (7), es aplicado para controlar el espaciamento de los puntos internos de la malla

$$c(\eta) = c_1, \quad 1 \leq \eta < \eta_1, \quad c(\eta) = \frac{f c_1}{\sqrt{(f \eta) - \eta_1}}, \quad \eta_1 \leq \eta < \eta_2, \quad c(\eta) = \frac{f c_1}{\sqrt{(f \eta_2) - \eta_1}}, \quad \eta \geq \eta_2 \quad (7)$$

donde c_1 es o valor del coeficiente de decaimiento en el contorno sur, y tiene el valor máximo. Luego f es un factor de ponderación, y η_1 y η_2 son las coordenadas donde se aplica la variación del coeficiente. En la sección de resultados será observado el efecto de esta aproximación.

2.2. Solución del Ecurrimiento Reactivo

La solución de las variables de flujo es realizada por medio de la formulación Vorticidad-Función Corriente, a fin de evitar el tratamiento numérico de la presión. La Figura 4 presenta la geometría de la cámara de combustión a simular, y las entradas y la salida de masa, a partir de las cuales se definen las condiciones de contorno del problema. El perfil parabólico mostrado en la Fig. 4, en la sección de salida, indica la aplicación de la condición de contorno de flujo difusivo nulo de las variables en la dirección axial. La ecuación de Vorticidad, Ec. (8) y la ecuación de Poisson para función corriente, Ec. (9) son presentadas en la forma adimensional en coordenadas cilíndricas axisimétricas. La vorticidad y la función corriente están relacionadas con el vector de velocidad de acuerdo a las ecuaciones expresadas en la Ec. (10). El procedimiento de obtención de estas ecuaciones, junto con la transformación de las condiciones de

contorno, puede ser visto en (Anderson, 1997; Roache. 1982, y, Pacheco, 2005). La solución del fenómeno reactivo es realizada a través de la formulación de Shvab-Zel'dovich. Esta formulación considera la solución de las variables que definen el fenómeno de combustión a través de una única variable escalar, denominada potencial de acoplamiento, o escalar conservado, ϕ_{sz} , considerando la hipótesis de llama fina y de número de Lewis unitario. La solución de este escalar, Ec. (11), permite la obtención de las fracciones máxicas de combustible, oxidante, y del campo de temperatura, a través de relaciones lineales donde estas variables están acopladas (Pacheco, 2005, y Kuo,1986). La condición de contorno para la corriente de oxidante es $\phi_{sz} = 0$, y para la corriente de combustible es $\phi_{sz} = 1$. Para los contornos sólidos, la condición de impermeabilidad es aplicada.

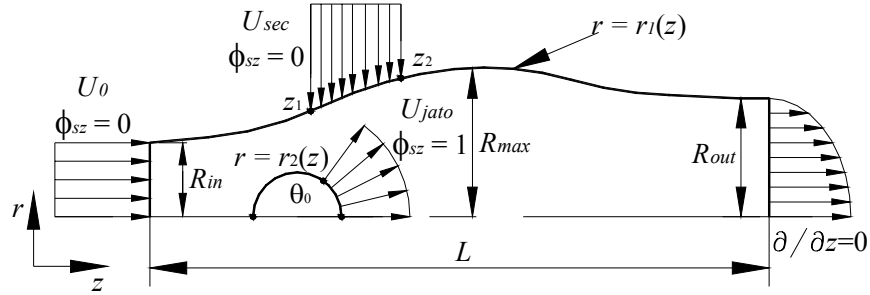


Figura 4. Parámetros del Modelo

$$\frac{\partial \omega_o}{\partial \tau} + u_r \frac{\partial \omega_o}{\partial r} + u_z \frac{\partial \omega_o}{\partial z} - u_r \frac{\omega_o}{r} = \frac{1}{Re} \left[\frac{\partial^2 \omega_o}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \omega_o}{\partial r} - \frac{\omega_o}{r^2} + \frac{\partial^2 \omega_o}{\partial z^2} \right] \quad (8)$$

$$\omega_o = \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \quad (9)$$

$$\omega_o = \frac{\partial u_r}{\partial z} - \frac{\partial u_z}{\partial r}; \quad u_r = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z}; \quad u_z = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \quad (10)$$

$$\frac{\partial \phi_{sz}}{\partial \tau} + u_r \frac{\partial \phi_{sz}}{\partial r} + u_z \frac{\partial \phi_{sz}}{\partial z} = \frac{1}{Pe} \left[\frac{\partial^2 \phi_{sz}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi_{sz}}{\partial r} + \frac{\partial^2 \phi_{sz}}{\partial z^2} \right] \quad (11)$$

$$Re = \frac{\rho U_0 R_{max}}{\mu}; \quad Pe = Re Pr = \frac{U_0 R_{max}}{\alpha} \quad (12)$$

El número de Prandtl para la mezcla es fijado a 0,7 (Lienhard, 2003). Como el número de Peclet es dependiente del número de Reynolds, Ec. (12), se tiene que el problema se torna dependiente únicamente del número de Reynolds. El método numérico empleado es el Método de Diferencias Finitas, con el uso de diferencias centradas de segunda orden para todas las derivadas espaciales, y Crank-Nicolson para la integración temporal.

3. Resultados

3.1. Malla

La Figura 5 presenta una ligera modificación realizada en los cantos del dominio físico, puntos A, H, G, F, de la Fig. 3. En la Figura 5.(a) se observa que las líneas de la malla poseen derivadas discontinuas. Eso dificulta el cálculo natural de las variables, lo que implica un tratamiento especial en la línea coordenada que llega al canto. La solución adoptada consiste en aproximar ese canto por una curva, como mostrado en la Fig. 5.(b), de esta forma las derivadas son continuas, y permiten que la solución de las variables de interés sea normal. La Figura 6 presenta la calidad de los elementos de la malla en la superficie de la esfera y del cilindro. Las Figuras 7.(a)-(b) presentan el efecto de la distribución de puntos en la región posterior de la esfera, a través de las ecuaciones mostradas en (3)-(7). La Figura 7.(a) presenta la malla obtenida con la aplicación de un coeficiente de decaimiento constante y la Fig. 7.(b) presenta la malla obtenida a través de la aplicación de las relaciones mostradas en las Ecs. (7), donde se observa un cambio considerable en la distribución de los puntos internos en la región comprendida entre la esfera y la salida.

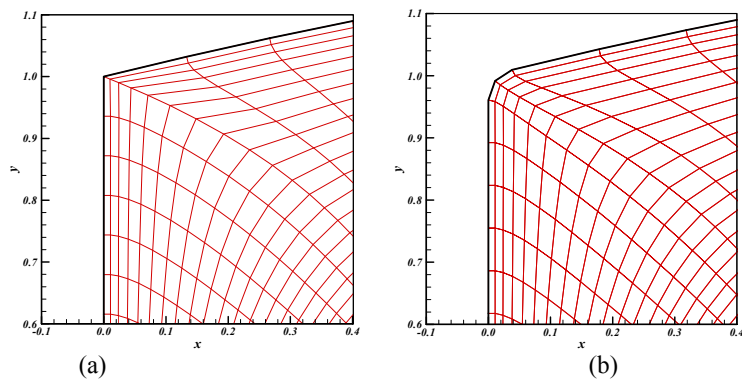


Figura 5: Aproximación de los cantos suaves (a) arista recta, (b) arista curva.

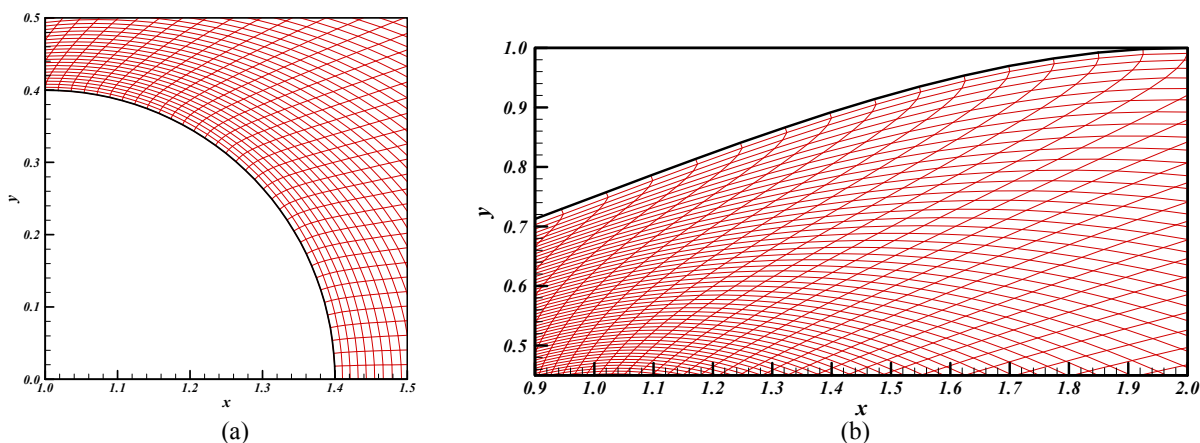


Figura 6. Detalle de la ortogonalidad de los elementos de malla en los contornos, y el grado de distorsión, $r_{esf} = 0,4$.
(a) Superficie de la esfera, (b) superficie del cilindro.

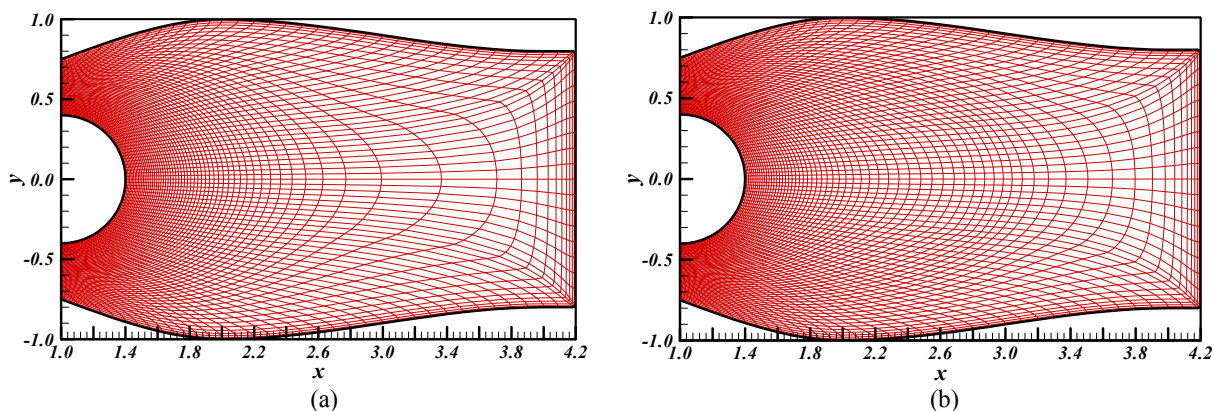


Figura 7. Malla de 141x66 nodos, $r_{esf} = 0,4$. (a) Coeficiente de decaimiento c constante, $a = b = 25$, $c = 35$
(b) Coeficiente de decaimiento variable, $a = b = 25$, $c_1 = 35$, $f = 1,5$, $\eta_1 = 0,3\eta_{max}$, $\eta_2 = 0,75\eta_{max}$, $\eta_{max} = 66$

3.2. ANÁLISIS DE CONVERGENCIA DE MALLA

La Tabla 1 presenta las condiciones de contorno fijadas, y los flujos másicos de operación expresados en términos del caudal volumétrico. El flujo másico sobre las cuales fueron realizadas las simulaciones numéricas, no guarda relación a las condiciones de operación de turbinas a gas. Esto puede ser observado en la Tab. 1, a través de la relación Q_p/Q_f y Q_T/Q_f , que es la relación de flujo másico de aire primario sobre combustible, y aire total sobre combustible, respectivamente. En condiciones reales, estas relaciones son del orden de 15 y 60 respectivamente.

El análisis de convergencia de malla de los resultados numéricos es realizado en forma gráfica a través de secciones representativas del dominio, debido a la irregularidad de la malla para evaluar los valores de las variables en puntos de referencia fijos. Las secciones analizadas fueron escogidas por ser las secciones donde se esperan los mayores gradientes. Los números de Reynolds simulados fueron $Re = 1, 50, 100, 250, 500$ y 750 para $r_{esf} = 0,2$ y $0,4$. El análisis de convergencia de malla fue realizado para tres mallas: una malla gruesa de (71x66) nodos, media de (106x86) nodos, y fina de (141x101) nodos.

Tabla 1. Condiciones de contorno.

r_{esf}	U_0	Q_{pr}	U_{sec}	z_1	z_2	Q_{sec}	U_{jato}	θ_0	Q_f	Q_p/Q_f	Q_T/Q_f
0,2	1	0,393	1,35	1,25	1,55	1,131	2	1	0,1155	3,40	13,2
0,4	1	0,393	1,35	1,25	1,55	1,131	2	1	0,4621	0,85	3,30

El caso presentado a continuación resulto ser el más crítico. Esto es, el caso $Re = 750$ para $r_{esf} = 0,4$. La Figura 9 presenta los perfiles de vorticidad y función corriente obtenida con las tres mallas en la sección $z = 1$. Se observa la concordancia cualitativa de los perfiles mostrando la evolución de una solución convergente para ambas variables a medida que la malla se refina. La diferencia relativa máxima observada en los resultados de vorticidad, para las mallas más refinadas es de 15% en $r = 0,4$, entretanto que la malla gruesa (71x66) con la malla media presentan diferencias de 100%. En $r = 0,74$, la diferencia relativa resulta prohibitiva de aplicar, pues los valores de vorticidad, para la malla fina (141x101), se encuentran próximos de cero. La diferencia absoluta es de 0.1 entre las mallas más refinadas, y de 3 para las mallas media (106x86) y gruesa (71x66). La función corriente presenta una diferencia relativa de 3% para las mallas mas refinadas, y de 50% para mallas gruesa y media en $r = 0,55$.

La Figura 10 presenta los resultados de las mallas simuladas para vorticidad y función corriente en la sección $z = 1,4$, donde se encuentra la entrada del aire secundario. Para vorticidad, se observa que para $r > 0,6$ los resultados de las tres mallas presentan grandes desvíos. La concordancia cualitativa de los resultados de las mallas más refinadas se ve comprometida por el comportamiento anómalo en $r = 0,8$. Evaluando cuantitativamente la diferencia relativa, en los puntos donde se observa la mayor diferencia, se tiene que en $r = 0,65$ las mallas más refinadas presentan un 8% de diferencia relativa, en cuanto que en $r = 0,8$ la diferencia relativa es de 150%. Entretanto, los resultados de mallas gruesa y media presentan un 25% y 180% en $r = 0,65$ y $r = 0,8$, respectivamente. Por otro lado, la significativa diferencia presentada en la vorticidad no afecta seriamente a los resultados de función corriente, presentando una diferencia relativa de 8% en $r = 0,5$ para las mallas más refinadas. La significativa diferencia en la vorticidad es atribuida a la calidad de los elementos de la malla, presentando una elevada distorsión en sus elementos, como también a la discretización de los términos convectivos de la ecuación de vorticidad. El comportamiento anómalo observado en los resultados de vorticidad, es típico de soluciones con presencia de dispersión numérica, atribuida al hecho que el esquema de Diferencias Centradas fue aplicado a la discretización de los términos convectivos. Por lo tanto, se aplica un esquema de alta orden que considera la dirección del vector velocidad como el esquema QUICK con corrección atrasada de Hayase (Versteeg y Malalasekere, 1995), utilizando la malla fina, para luego comparar los resultados de este esquema QUICK con el resultado de Diferencias Centradas (DC) en esta malla. De esta forma se cuantifica el efecto de los esquemas de discretización en los términos convectivos. La Figura 11 muestra como la aplicación del esquema QUICK atenúa fuertemente las oscilaciones numéricas, además de confirmar que los resultados de la función corriente presentan una evidente concordancia para ambos esquemas de discretización. Por lo tanto, se confirma que los resultados de función corriente son satisfactoriamente concordantes, y como consecuencia, la obtención del vector de velocidad resulta satisfactoria.

Para la sección $z = 2$ (Fig. 12), los resultados de vorticidad y función corriente obtenidos con las mallas simuladas presentan mejores comportamientos que aquellos observados para el caso mostrado en la Fig. 10. Por lo tanto, la intensidad de los gradientes en esta región son menores, pues los resultados de las mallas simuladas, para vorticidad y función corriente, en esta sección presentan concordancia cualitativa para las tres mallas simuladas, siendo que las que muestran los menores desvíos son los resultados de las mallas más refinadas. La mayor diferencia relativa de los resultados de vorticidad entre las mallas más refinadas es de 4% en $r = 0,65$ y para la función corriente de 1% en $r = 0,7$.

En lo que se refiere al comportamiento de la variable escalar, la Figura 13 presenta el perfil del potencial de acoplamiento en $z = 1,4$, $z = 2$ y $z = 4$. En $z = 1,4$ se observa el intenso gradiente de esta variable, debido a que la salida de combustible se ubica en esta posición. La concordancia cualitativa de las mallas refinadas indica que esta variable esta bien resuelta. La evaluación de la diferencia relativa en $r = 0,4$ indica un 8% de diferencia relativa, debido al intenso gradiente observado. Entretanto, en $z = 2$ los gradientes son menos intensos, y la solución de la variable escalar es convergente para las tres mallas, dentro de la precisión de los gráficos. Por último, en $z = 4$ el

comportamiento de la malla más grosera presenta una oscilación numérica, con valores no físicos, $\phi_{sz} < 0$, en $r = 0,46$, atribuido al hecho de que la malla en la sección de salida del dominio físico tiene elementos de tamaño más groseros.

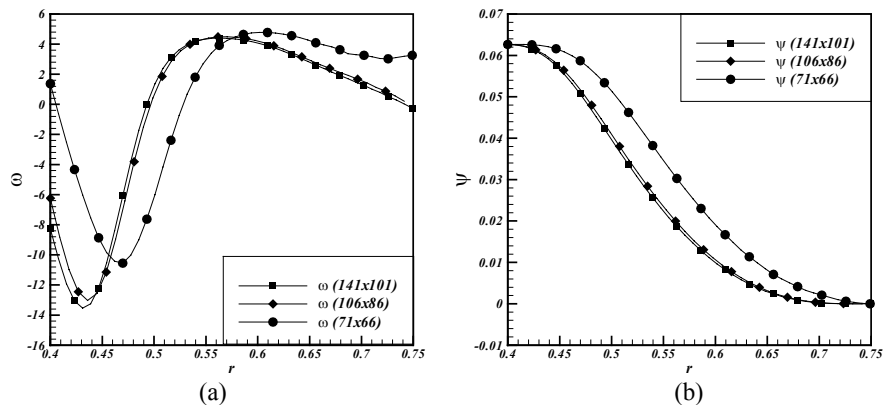


Figura 9. Vorticidad (a) y Función Corriente (b), en $z = 1$, $Re = 750$, $r_{esf} = 0,4$.

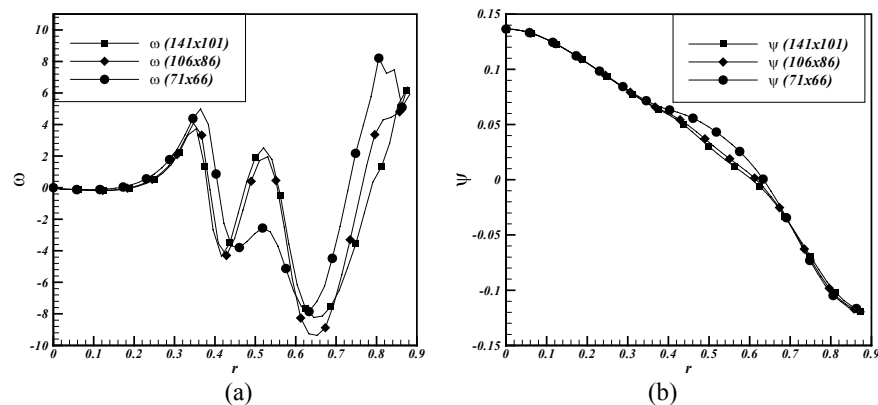


Figura 10. Vorticidad (a) y Función Corriente (b), en $z = 1,4$, $Re = 750$, $r_{esf} = 0,4$.

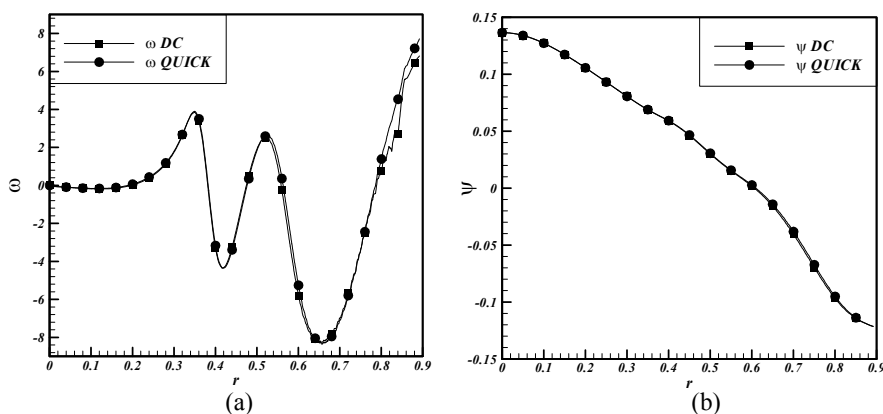


Figura 11. Vorticidad (a) y Función Corriente (b), Caso Figura 10, Malla Fina, QUICK-DC.

Finalmente, la Fig. 14 presenta un resultado global y local para $r_{esf} = 0,4$, $Re = 750$, a fin de mostrar el potencial de la herramienta numérica desarrollada en el presente trabajo. El resultado global presenta la solución del Potencial de Acoplamiento, ϕ_{sz} , Fig. 14.(a), en conjunto con los vectores de velocidad en secciones representativas del dominio, para mostrar la evolución del campo de velocidades a lo largo del dominio. Entretanto, la Fig. 14.(b) presenta las líneas de

corriente en la región de mayor interés, denominada de región primaria, que es la región donde interactúan las corrientes de aire primario, aire secundario y el chorro de combustible.

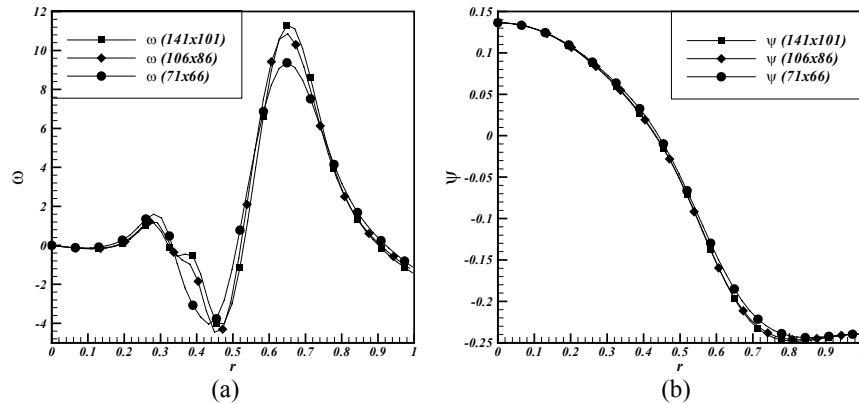


Figura 12. Vorticidad (a) y Función Corriente (b), en $z = 2$, $Re = 750$, $r_{esf} = 0,4$.

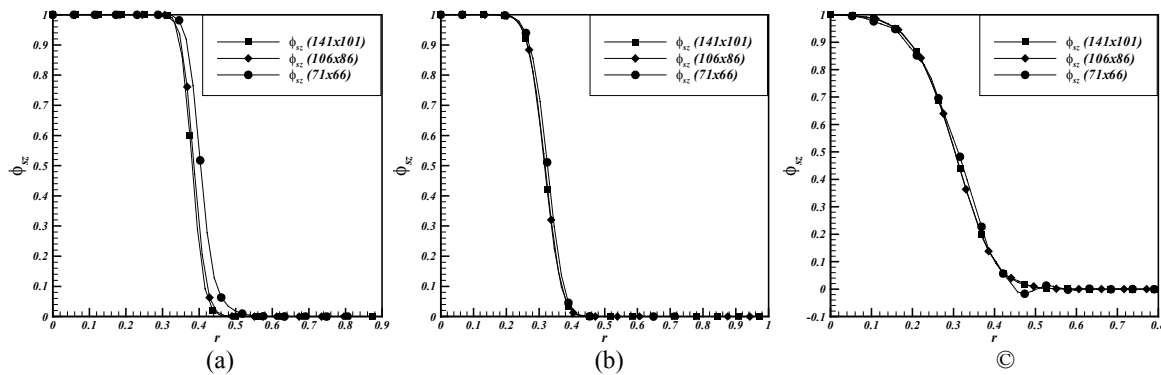


Figura 13. Escalar Conservado, en (a) $z = 1,4$, (b) $z = 2$, y (c) $z = 4$, $Re = 750$, $r_{esf} = 0,4$.

4. Conclusiones

Fue realizado un estudio numérico del escurrimiento de fluido en una geometría axisimétrica con una superficie cilíndrica irregular, que procura una semejanza con las cámaras de combustión de turbinas a gas del tipo tubular, y que tiene como finalidad la simulación de este dispositivo. La primera aproximación consistió en resolver las ecuaciones de conservación de cantidad de movimiento, conservación de energía y especies, a través de la formulación Vorticidad-Función Corriente, y la formulación de Shvab-Zel'dovich. A fin de confirmar la potencialidad de la malla generada, un análisis de convergencia de malla fue realizado. Fueron simuladas tres mallas de (71x66) nodos, (106x86) nodos y (141x101) nodos, denominadas malla gruesa, media y fina. El análisis de convergencia de malla para los campos de función corriente y el potencial de acoplamiento presentaron soluciones satisfactorias para las mallas más refinadas, en cuanto que la malla gruesa mostró resultados no físicos para el escalar conservado en la región de salida. Entretanto, la vorticidad se comporta como la variable de convergencia más pobre, en particular para la sección $z = 1,4$. En el resto de las secciones analizadas los resultados de vorticidad obtenidos con las mallas más refinadas fueron satisfactorios, mostrando la tendencia de una solución convergente. Las diferencias en $z = 1,4$, son atribuidas a la calidad de los elementos de malla, presentando una elevada distorsión en sus elementos, y principalmente a la entrada del aire secundario, la cual impone un fuerte efecto convectivo, y como consecuencia, soluciones con dispersión numérica fueron encontradas. La aplicación del esquema QUICK atenúa fuertemente las oscilaciones numéricas observadas cuando diferencias centradas fueron aplicadas a los términos convectivos de la ecuación de vorticidad. Sin embargo, los resultados de función corriente, para ambos esquemas de discretización, utilizando la malla fina, presentan una solución satisfactoriamente convergente. De esta forma, la obtención del campo de velocidades a través del campo de función corriente es bien sucedida, y esto es confirmado con la solución satisfactoriamente convergente, dentro de la precisión de los gráficos, de la variable escalar que define el fenómeno reactivo.

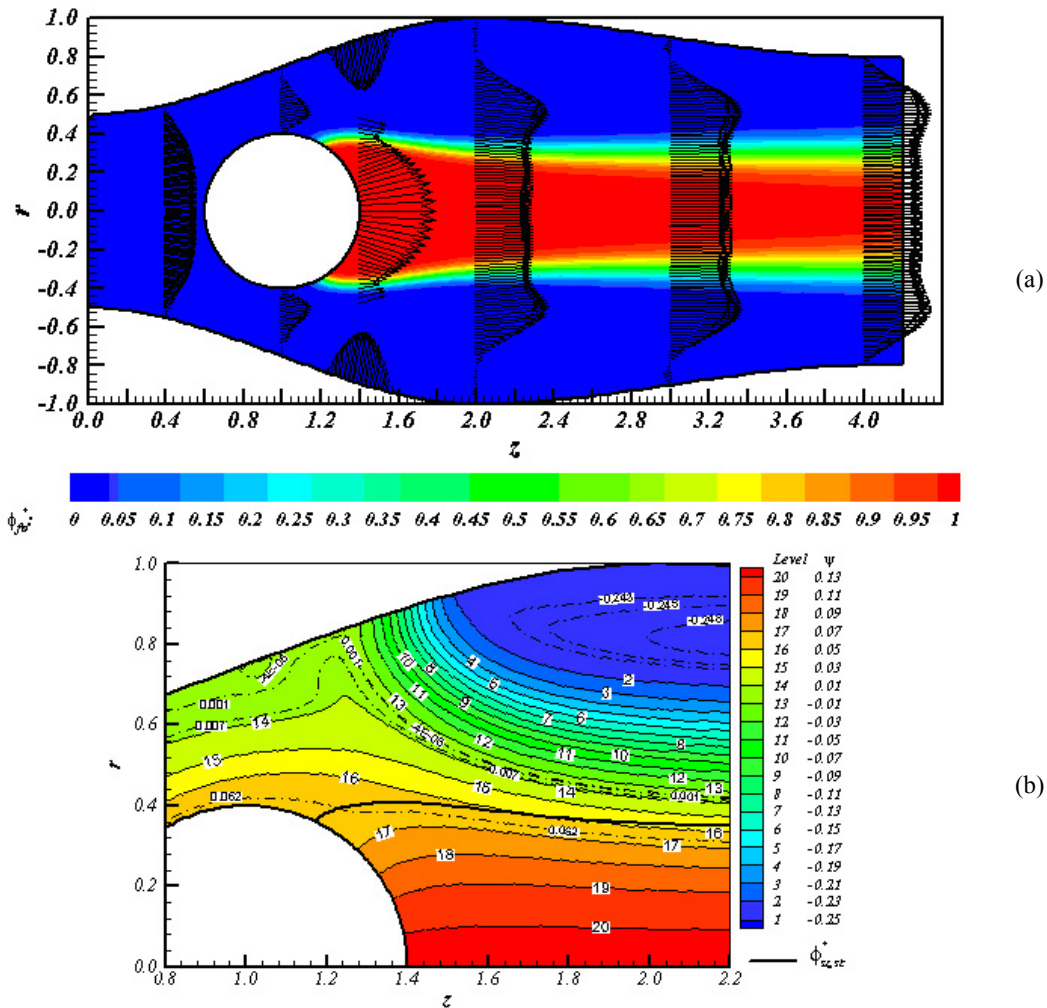


Figura 14: (a) Potencial de Acoplamiento y (b) Líneas de Corriente, $Re = 750$, $r_{esf} = 0,4$.

5. Agradecimientos

Los autores agradecen a CAPES por el apoyo financiero proporcionado para el desarrollo del presente trabajo.

Los recursos computacionales fueron facilitados por el Laboratorio de Máquinas Térmicas LMT de la Universidad Federal de Rio de Janeiro UFRJ.

6. Referencias

Anderson, Dale A., Tannehill, John C., Pletcher. Richard H. "Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer". Taylor & Francis Group 2º Edición, 1997.

Hofmann Joe D. "Numerical Method for Engineers and Scientists". McGraw-Hill inc. 1992.

Jurgen J.J. Louis, Jim B. W. Kok, y Sikke A. Klein. "Modelling and Measurements of a 16-kW Turbulent Nonadiabatic Diffusion Flame in a Cooled Cylindrical Combustion Chamber", Combustion and Flame vol.125, pp. 1012-1031, 2001.

Kuo Kenneth k. "Principles of Combustion". John Wiley & Sons Inc., 1º Edición, 1986.

Lienhard IV, John H., Lienhard V, John H. "A Heat Transfer TextBook". Cambridge MA: Phlogiston Press, 3º Edition 2003.

Mare F. di, Jones W.P., y Menzies K. R. "Large Eddy simulation of a model gas turbine combustor", Combustion and Flame vol.137, pp. 278-294, 2004.

Menom S., Sankaran V., y Stone C. "Dynamics of Swirling Premixed and Spray Flames", AIAA 2001-1092, 2001.

Özisik, M. Necati. "Finite Difference Methods in Heat Transfer". Editora CRC Press, Boca Raton, 1º Edición 1994.

- Pacheco F, Pedro A. “Escoamentos Reativos em Geometrias-Modelo de Câmaras de Combustão de Turbinas a Gás”, Tese M. Sc. PEM/COPPE/UFRJ, 2005.
- Roache, Patrick J. “Computational Fluid Dynamics”. Hermosa Publisher, 1982.
- Saravanamutto H. I. H, Rogers G. F. C., Cohen H. “Gas Turbine Theory”. Pearson Education Limited, 5° Edición, 2001.
- Selle L., Lartigue G., Poinso T., Koch R., K.-U.Schildmacher, Krebs W., Prade B., Kaufmann P., y Veynante D. “Compressible large eddy simulation of turbulent combustion in complex geometry on unstructured meshes”, Combustion and Flame vol.137, pp. 489-505, 2004.
- Versteeg H. K., Malalasekera W. “An introduction to Computational Fluid Dynamics The Finite Volume Method”. Longman Group Ltd, 1995.

NUMERICAL GRID GENERATION FOR THE ANALYSIS OF REACTIVES FLOW IN COMBUSTOR

Pedro Andrés Pacheco Fernandoy

Department of Mechanical Engineering–COPPE, Universidade Federal do Rio de Janeiro, P.O: Box 68503 – Rio de Janeiro CEP: 21975-970, Brazil.
e-mail: pedrop@lmt.coppe.ufrj.br

Albino José Kalab Leiroz

Department of Mechanical Engineering–COPPE, Universidade Federal do Rio de Janeiro, P.O: Box 68503 – Rio de Janeiro CEP: 21975-970, Brazil
e-mail: leiroz@uftj.br

Abstract. *The increasing interest recently observed in the use of gas turbines has motivated the numerical study of its principal components in order to obtain a better understanding of physical phenomena involved. In the present work, numerical grid generation techniques are applied in axisymmetrical geometries similar to can-type combustor of gas turbine. A spherical bluff-body is positioned to deliver of axis symmetry of combustor, of way to allow the studying effect of the fuel injector. Effects of secondary air injection are considered also. For this irregular geometry, techniques of numerical grid generation and coordinate transformation are applied for the mapping of physical dominion and the solution the equations of interest variables. For the present study, the flow field was considered incompressible, laminar, and with constant thermophysical properties. The flow field was obtained through the Stream Function-Vorticity formulation. The solution of the conservation equations for energy, and chemical species is accomplished through of Shvab-Zel'dovich potentials. Result of model allows the determination the position and shape of flame, and calibration of parameters of grid generated.*

Keywords: *Gas Turbine Combustor, Grid Generation, Stream Function-Vorticity, Shvab-Zel'dovich.*