MODELO NUMERICO DE DESCARGAS DE GAS NATURAL

F. Castro, J. Servert*, F. Manuel*, C. L. Piñón** y A. Crespo*

Dpto. de Ingeniería Energética y Fluidomecánica
E.T.S.Ingenieros Industriales
Universidad de Valladolid
Paseo del Cauce s/n. 47011 Valladolid.
* Dpto de Ingeniería Energética y Fluidomecánica
E.T.S.Ingenieros Industriales
Universidad Politécnica de Madrid
José Gutierrez Abascal 6. 28006 Madrid
**ENAGAS S.A.
Av. de América, 38. 28028 Madrid

RESUMEN. En este trabajo se presenta un modelo integral para simular la descarga y dispersión de un chorro de gas natural en la atmósfera, tanto para el caso de descargas provocadas como accidentales.

El modelo propuesto puede ser aplicado a descargas donde el flujo sea subsónico o supersónico y tiene en cuenta la presencia de viento lateral no uniforme. El arrastre de fluido ambiente producido por el chorro se modela de dos formas diferentes, una de ellas a partir del modelo de Ooms y la otra basada en el modelo de Tamanini. La solución del modelo matemático permite determinar la trayectoria y los perfiles de concentración de la nube de gas. Los resultados obtenidos han sido comparados con los proporcionados por otros modelos, y con resultados experimentales, indicando que el modelo propuesto es adecuado.

1. INTRODUCCION

En nuestro país existen más de 3000 km de gasoductos enterrados, así como una serie de conductos aéreos, por los que circula gas natural a alta presión. A pesar de las medidas tomadas durante el diseño, construcción y mantenimiento de los gasoductos, siempre existe una pequeña posibilidad de algún incidente que provoque una fuga de gas, en algunas ocasiones dichas fugas son operacionales. En relación con las consecuencias de tales fugas, no existe un conocimiento exacto y real del fenómeno, por lo que siempre se toman medidas excesivamente conservadoras. Sin embargo, actualmente se están desarrollando modelos físico-matemáticos que permiten un mayor conocimiento del fenómeno y por lo tanto unas medidas más acordes con la realidad.

Este trabajo desarrolla un modelo que describe la dispersión de un chorro de gas en la atmósfera en presencia de viento lateral. Este modelo, figura 1, es integral, unidimensional y de perfil constante ("top-hat"), es decir considera que las propiedades fluidas a través del chorro son uniformes y distintas de las ambientales, variando únicamente con la coordenada s a lo largo del chorro. El proceso de arrastre turbulento se modela de dos formas diferentes. La primera, basada en el modelo de Tamanini, establece que la masa de aire arrastrada es proporcional a la viscosidad turbulenta, esta última magnitud se calcula mediante el método K-ε. En la segunda forma se supone que la masa arrastrada es proporcional al tamaño del penacho y a las componentes tangencial y normal de la diferencia entre la velocidad del chorro y la de la atmósfera exterior.

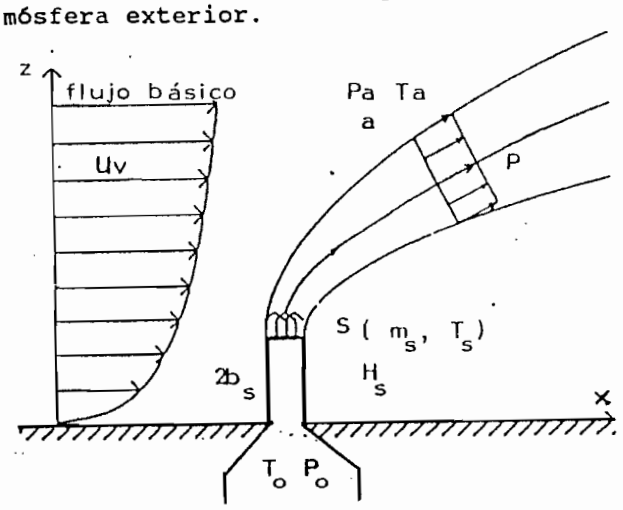

Figura 1. Características y condiciones de contorno del modelo.

2. FLUJO BASICO

En este apartado se describe el modelo del flujo básico atmosférico donde tiene lugar el proceso de dispersión. Para las dimensiones usuales de estos escapes, se puede suponer que dicho flujo corresponde al de la capa superficial, que ocupa el 10% inferior de la capa límite terrestre.

Las distribuciones verticales de la velocidad del viento u_v, de la temperatura T_a, de la energía cinética turbulenta exterior k_a y de la tasa de disipación de la energía cinética turbulenta exterior ϵ_a dependen de los siguientes parámetros: la rugosidad del terreno z_o, la velocidad turbulenta de fricción u_f

$$u_f = (\frac{\tau}{\rho})^{\frac{1}{2}} \qquad (1)$$

y la longitud de Monin-Obukhov L

$$L = \frac{u_f^3 \rho c_p T}{0.4 g H} \qquad (2)$$

donde τ es el esfuerzo cortante turbulento, ρ la densidad, g la gravedad y H el flujo de calor hacia el suelo. Cuando L es positiva y pequeña la atmósfera es muy estable, si es negativa y pequeña en valor absoluto es muy inestable, y es infinita cuando la atmósfera es neutra.

El valor de z_o para un determinado tipo de terreno es fácil de encontrar [1,2]; en cambio, estimar L a partir de la ecuación (2) es difícil por la dificultad que entraña la medida de H. Por ello, para calcular L se suele recurrir a relaciones que ligan dicha magnitud con las categorías de estabilidad atmosférica y la rugosidad del terreno. En la comparación con experimentos se ha utilizado la clasificación de categorías realizada por Turner [2]. También es difícil de estimar u_f de la ecuación (1) ya que el esfuerzo cortante turbulento no es fácil de medir. En su lugar, se suele dar la velocidad del viento a una altura determinada y calcular el valor de u_f sustituyendo en la ecuación

$$u_v = 2.5 u_f (\ln \frac{z}{z_0} - \phi_m(\frac{z}{L}, \frac{z_0}{L})) \qquad (3)$$

Esta ecuación se obtiene de la integración de la expresión

$$\tau = \rho \nu_T \frac{\partial u_v}{\partial z} \qquad (4)$$

dado que en la capa superficial se puede suponer que el esfuerzo cortante turbulento es constante.

Conocidas estas magnitudes y tal como se indica en [3] se pueden obtener las distribuciones de las otras magnitudes: T_a, k_a, ϵ_a con la altura.

3. CHORROS SUBEXPANDIDOS

En los conductos de gas natural es bastante frecuente, debido a las altas presiones de trabajo ($p_a/p_o < 0.53$), que en los venteos o escapes se produzcan los denominados chorros sónicos subexpandidos. Estos chorros se caracterizan por tener en la sección de salida la velocidad del sonido y una presión superior a la atmosférica.

Experimentalmente se ha encontrado [4,5,6] que el comportamiento de estos chorros es análogo al de los chorros subsónicos, mediante la utilización de unos factores de escala adecuados. El tratamiento más habitual consiste en soslayar los complejos mecanismos de expansión que tienen lugar y mediante hipótesis simplificadoras, junto con las ecuaciones de conservación, relacionar las condiciones en el interior de la tubería y en la sección de salida, con las condiciones en una sección equivalente. Las condiciones en dicha sección equivalente se utilizaran como datos de entrada en el tratamiento de chorros subsónicos.

Los diversos criterios establecidos para calcular las referidas condiciones equivalentes [4,5,7], suponen flujo uniforme en cada sección del chorro y que las fuerzas viscosas son despreciables, lo que permite no tener en cuenta el arrastre de fluido exterior en esta zona.

$$b_e / b_2 = (P_1/P_a (\frac{2}{\gamma + 1})^{\frac{1}{\gamma - 1}} (\frac{\gamma}{\gamma + 1}))^{.5}$$

$$P_a/P_1 < 1$$

$$u_e = (R T_1 \frac{2(\gamma + 1)}{\gamma})^{.5}$$

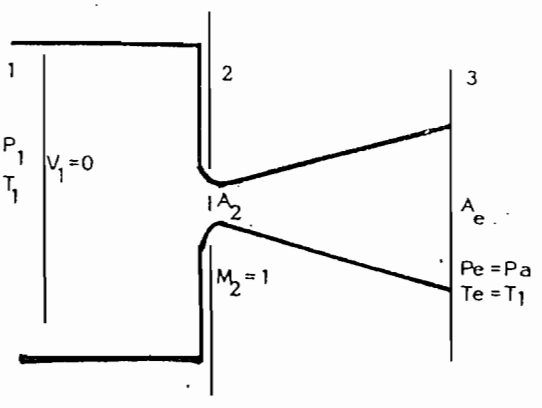

Figura 2. Modelo de expansión de chorros subexpandidos.

El criterio propuesto por Birch [5] ha sido el utilizado en el mencionado modelo; este criterio aplica entre el depó

sito y la sección equivalente la ecuación de conservación de la masa y la de conservación de cantidad de movimiento, y supone que la temperatura en la sección equivalente coincide con la temperatura del gas en el depósito. Estas hipótesis, discutidas en [3], conducen a las relaciones entre las propiedades del gas en el depósito y en la sección equivalente. Dichas relaciones aparecen en la figura 2.

4.DESCRIPCION DEL MODELO DE DISPERSION

4.1 ECUACIONES

Las ecuaciones que describen la evolución del chorro de gas se obtienen mediante la aplicación de las ecuaciones generales de la Mecánica de Fluidos al volumen de control que aparece en la figura 3; dicho volumen es representativo de una porción de chorro. En este volumen de control la sección 1 representa la entrada, la 2 la salida y la 3 la superficie lateral; en cada una de estas secciones se supone que las propiedades fluidas son uniformes.

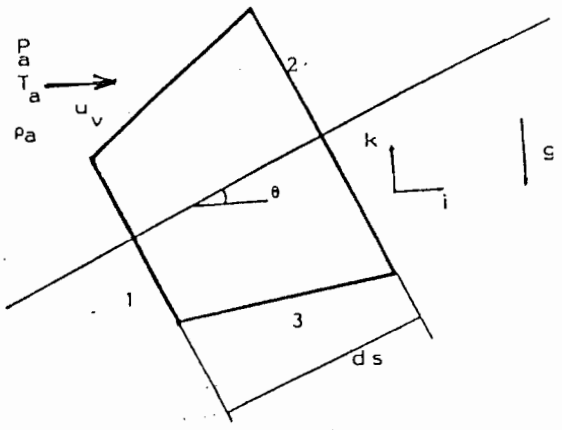

Figura 3. Volumen de control.

A partir de la ecuación de conservación de la masa se obtiene

$$\frac{d\dot{m}}{ds} = \dot{m}_0 \qquad (5)$$

donde m_0 es la masa de aire ambiente arrastrada a través de la superficie lateral del chorro por unidad de longitud y de tiempo.

De la ecuación de conservación de la cantidad de movimiento se obtiene

$$\frac{dW_x}{ds} = u_v \dot{m}_0 \qquad (6)$$

$$\frac{dW_z}{ds} = (\rho_a - \rho) g \pi b^2 \qquad (7)$$

donde b

$$b = \left(\frac{\dot{m}}{\rho u \pi}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (8)$$

Por ser W paralela a la velocidad del chorro y ésta última tangente a la trayectoria, se puede poner

$$\theta = arctg \frac{W_z}{W_x} \qquad (9)$$

donde θ es el ángulo que forma la horizontal con la trayectoria del chorro.

Dado que el proceso es adiabático y sin realización de trabajo, si despreciamos las variaciones tanto de energía cinética como de potencial obtenemos la ecuación

$$\frac{d(\dot{m}T)}{ds} = \dot{m}_0 T_a \qquad (10)$$

Teniendo en cuenta que no existe producción ni destrucción de ninguna especie, la ecuación de conservación de las especies tiene por expresión

$$\frac{d(\dot{m}Y^i)}{ds} = Y_a^i \dot{m}_0 \qquad (11)$$

que es análoga a la ecuación (5).

Las condiciones de contorno utilizadas en la resolución de las ecuaciones básicas aparecen en la figura 1.

Para cerrar el anterior sistema de ecuaciones diferenciales es necesario modelar el arrastre turbulento m_0. Para ello se utilizan dos modelos distintos, uno basado en el de Ooms-Shell y otro en el de Tamanini.

4.2 MODELO DE TAMANINI GENERALIZADO

Este modelo [8] supone que el término de arrastre, deducido por analogía con el arrastre en chorros laminares, se obtiene de la siguiente expresión:

$$\dot{m}_0 = 12\pi\mu_T \qquad (12)$$

donde se ha despreciado el transporte laminar frente al turbulento. La viscosidad turbulenta μ_T, se obtiene a partir de la expresión clásica del método k-ϵ,

$$\mu_T = 0{,}09(\rho_a \rho)^{\frac{1}{2}} \frac{k^2}{\epsilon} \qquad (13)$$

Para el cálculo de la energía cinética turbulenta se utiliza la ecuación

$$\frac{d(\dot{m}k)}{ds} = P_k + G_k - \Sigma_k + \dot{m}_0 k_a \qquad (14)$$

donde el término de producción viene dado por

$$P_k = \frac{(|u - u_v cos\theta|^3 + (\beta/\alpha)^2 u_v^3 sen^3\theta)\dot{m}_0}{2(|u - u_v cos\theta| + (\beta/\alpha)|u_v sen\theta|)} \qquad (15)$$

Los coeficientes α y B son los mismos utilizados por Escudier [9] en un modelo similar al descrito más adelante, como se justifica en [11]. Este modelo difiere del de Tamanini [8] en la existencia de componente normal de viento por lo que aparece una producción de k que está asociada a los torbellinos que se forman a sotavento del mismo. Si en la ecuación (13) se anulase el coeficiente B, se recuperaría la ecuación de Tamanini. Los términos debidos a la flotabilidad y a la cortadura son respectivamente

$$G_k = 0,15g(\rho'^2)^{\frac{1}{2}}k^{\frac{1}{2}} \qquad (16)$$

$$\Sigma_k = \rho\epsilon\pi b^2 \qquad (17)$$

donde la desviación típica de las fluctuaciones de la densidad se supone proporcional a la diferencia de densidad entre el ambiente y el chorro.

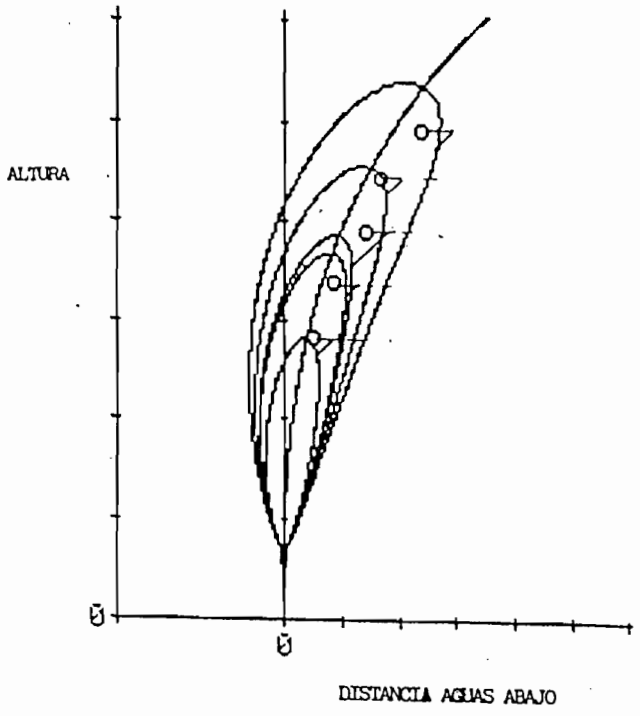

Figura 4. Descarga sónica, modelo de arrastre de Tamanini generalizado.

Y por último, como ecuación de la disipación de la energía cinética turbulenta se utiliza

$$\frac{d(\dot{m}\epsilon)}{ds} = \frac{\epsilon}{k}(1,44P_k + 0,95G_k - 1,82\Sigma_k) + \dot{m}_0\epsilon_a \qquad (18)$$

En las expresiones (14) y (19) el último término del lado derecho representa el arrastre de la correspondiente magnitud ambiental.

4.3 MODELO DE OOMS GENERALIZADO

En este modelo mantiene los tres tipos de arrastre establecidos por Ooms [10], aunque se modifican las expresiones semiempíricas. La expresión de m_o es

$$\dot{m}_0 = 2\pi b\rho_a(\alpha_1'(\frac{\rho}{\rho_a})^{\frac{1}{2}} \mid u - u_v cos\theta \mid + \alpha_2' u_v \mid sen\theta \mid cos\theta + \alpha_3' u_v^2) \qquad (20)$$

donde se ha introducido la raiz cuadrada del cociente de las densidades (coeficiente de Ricou-Spalding), y los coeficientes α_i incluyen las modificaciones que surgen al pasar de un perfil de velocidades gaussiano a uno uniforme.

4.4 CODIGO DISGAS

El modelo descrito anteriormente es el que utiliza el código DISGAS para simular la dispersión de un chorro en presencia de un flujo transversal. Este código, que ya es operativo, ha sido desarrollado por el Departamento de Ingeniería Energética y Fluidomecanica dela ETSII de la UPM en coñaboración con el Departamento de I+D de ENAGAS. Dicho código resuelve las ecuaciones anteriores mediante el método implícito de diferencias finitas, utilizando el algoritmo descrito en [3].

4.5 VALIDACION

En este apartado se comparan los resultados numéricos obtenidos con el código DISGAS con datos experimentales. Dichos resultados comprenden los perfiles de concentración y la trayectoria de un chorro de gas que se dispersa en la atmósfera.

Los ensayos a escala real en la atmósfera terrestre son escasos por la dificultad que entraña la medida, tanto de velocidades como de concentraciones, en grandes chorros de gas sujetos a continuas variaciones de la intensidad y de la dirección del viento. Para esta comparación se han utilizado dos grupos independientes de experimentos que han sido realizados por otros laboratorios y que se describen en [3]. Cada uno de los experimentos se realizaba para unas condiciones de descarga y ambientales fijas. En estos se media la distribución de concentraciones en distintos planos verticales normales a la dirección del viento y situados en la zona de dispersión del chorro.

Los errores experimentales eran próximos a un 10%, tanto en el valor de las concentraciones como en el del gasto másico. Los rangos de variación de las condiciones de ensayo fueron:

Diámetro tobera salida... hasta 500 mm
Gasto másico ..... hasta 200 kg/s
Veloc. viento a ..... 0 a 50 km/h
Veloc. viento/veloc. gas. 0,0 a 0,15

En cada una de las figuras 4 a 7, para dos experimentos, cuyas características no se indican por ser estas confidenciales, aparecen la trayectoria del chorro y los perfiles de concentración calculados por el código DISGAS, junto con resultados experimentales. Dichos resultados experimentales corresponden al punto de mayor concentración en el plano vertical en que se encuentran situados y deberían por tanto estar localizados en el punto del perfil de concentración, del mismo valor que la del punto cuya tangente fuese vertical.

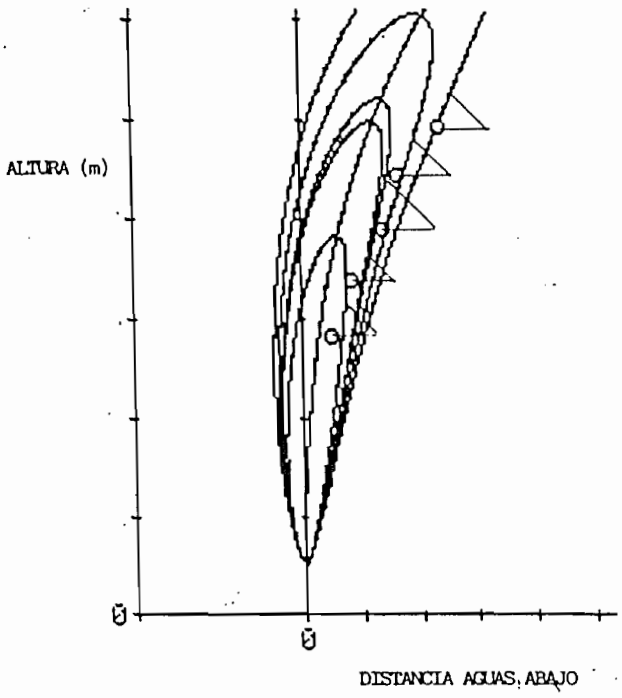

Figura 5. Descarga sónica, modelo de arrastre de Ooms generalizado.

5. CONCLUSIONES

Se han obtenido las siguientes conclusiones:

- La predicción realizada por el código DISGAS de la trayectoria de un chorro de gas que se dispersa en la atmósfera concuerda bastante bien con los resultados experimentales como se puede apreciar en las figuras 4 a 7. Se puede observar que para descargas sónicas, figura 4 y 5) el modelo de arrastre de Tamanini se ajusta mejor que el de Ooms.

- La validación de los perfiles de concentración de gas calculados por el código DISGAS, no ha sido completa debido a la escasez de resultados experimentales de concentraciones disponibles.

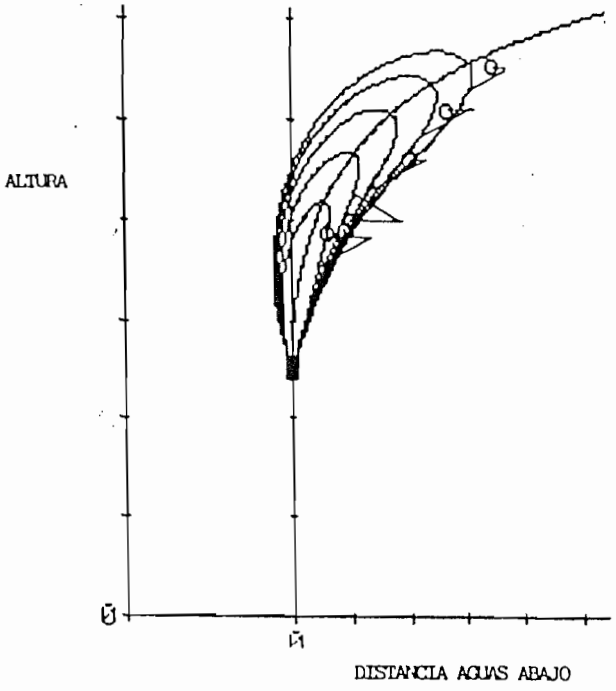

Figura 6. Descarga sónica, modelo de arrastre de Tamanini generalizado.

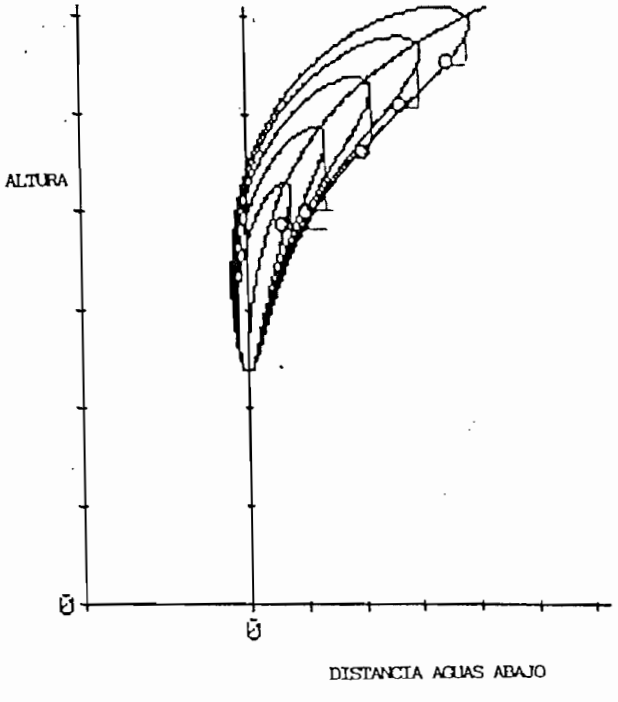

Figura 7. Descarga sónica, modelo de arrastre de Ooms generalizado.

- La diferencia entre los resultados obtenidos con el modelo de arrastre de Tamanini y con el de Ooms se debe a la diferente concepción de ambos, así en general en las primeras etapas de la evolución del chorro el arrastre es mayor en el modelo de Ooms que en el de Tamanini cuando el cociente entre la velocidad de salida y la del viento es pequeño, aunque a medida que evoluciona el chorro tiende a invertirse esta tendencia.

- De los resultados obtenidos se deduce que el código funciona tanto mejor cuanto mayor es el cociente entre la velocidad de salida y la del viento.

6. LISTA DE SIMBOLOS

b	radio del chorro
g	gravedad
H	flujo de calor hacia el suelo
k	energía cinética turbulenta
L	longitud de Monin-Obukhov
m	flujo másico
m_o	flujo másico de aire arrastrado
p	presión
s	coordenada longitudinal
T	temperatura
u	velocidad del chorro
u'	velocidad de arrastre debida a la turbulencia atmósferica
u_f	velocidad de fricción turbulenta
u_v	velocidad del viento
W_x	cantidad de movimiento horizontal
W_z	cantidad de movimiento vertical
x	coordenada horizontal
Y^i	fracción másica especie i
z	coordenada perpendicular al suelo
z_o	rugosidad del terreno

griegos

ρ	densidad
γ	relación calores específicos

7. REFERENCIAS

1. Cole B.N. y Dowson D. "Atmospherical premixed turbulent flames". Research Report University of Leeds, Ref. T10,February 1980.
2. Panofsky, H.A. y Dutton J.A. Atmospheric Turbulence. John Willey and Sons, 1984.
3. Crespo A., Castro F. y Servert J. "Dispersión de gases. Código Disgas". Informe de la U.D. de Mecánica de Fluidos de ETSII de la U. Politécnica de Madrid, Diciembre 1989.
4. Birch A.D. y otros. "The structure and concentration decay of high pressure jets of natural gas". Combustion Science and Technology, Vol 36, pp 161-171, 1987.
5. Birch A.D. y otros. "Velocity decay of high pressure jets". Combustion Science and Technology, Vol. 52, pp 161-171, 1987.
6. Courant R. y Friedrichs K.O. "Supersonic and shock waves".
7. Mc Craffrey B.J. y Evans D. "Very large methane jet diffusion flames". 21 st. Symp. on Combustion.
8. Tamanini F. "An integral model of turbulent fire plumes". FMRCOFOJ. BU RC80BT-12, 1980.
9. Escudier, M.P. "Aerodynamics of a burning turbulent gas jet ina cross-flow". Combustion Science and Technology, Vol. 4, pp 293-301, 1972.
10. Ooms G. "A new method for the calculation of the plume path of gases emitted by a stack". Atmospherical Environment Vol.2, pp899-909, 1972.
11. A. Crespo A., Colombás J. y Hernández, J. "Modelo unidimensional de una llama de difusión turbulenta en un penacho de la atmósfera". Anales de Ingeniería Mecánica, Vol. 2, Diciembre 1988.