

01178

1

2 ejem.

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE: INGENIERIA

TITULO: ESTUDIO EXPERIMENTAL DE UN CHORRO TURBULENTO
DESCARGADO EN UN ATMOSFERA ESTRATIFICADA.

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TITULO DE:

MAESTRO EN INGENIERIA (ENERGETICA)

P R E S E N T A :

WILLIAM VICENTE Y RODRIGUEZ

MEXICO D.F. 1994

**TESIS CON
FALLA DE ORIGEN**



UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis está protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

01178

1
20)

A mis padres: Evodio y Fulgencia

A mi abuelita Susana

A mis hermanos: Evodio, Azorín, Eréndira y Elizabeth

A la familia Rodríguez Aparicio-Sandría

A mi tío Margarito Melendez

A mis profesores

A mis amigos y compañeros

Con un profundo agradecimiento al Dr. Alejandro Rodríguez Valdés por la dirección profesional del presente trabajo y por ser un guía en el camino de la docencia e investigación, al Dr. Arturo Palacio Pérez por sus comentarios y enseñanzas que siempre me han motivado a seguir adelante en mi formación, al M.I. Norberto Chargoy del Valle por su valiosa ayuda y a todas aquellas personas que de una forma u otra contribuyeron en la realización del mismo.

I N D I C E

INTRODUCCION	
RESUMEN	6
ANTECEDENTES	8
Figuras	31
1. MODELO MATEMATICO	35
1.1 Ecuaciones de conservación	35
1.1.1 Ecuación de continuidad	35
1.1.2 Ecuación de cantidad de movimiento	35
1.1.3 Aproximación de Boussinesq	36
1.1.4 Ecuación de conservación de energía	38
1.1.5 Temperatura potencial	39
1.2 Método de solución	42
Figuras	48
2. MODELO EXPERIMENTAL	53
2.1 Instalación experimental	53
2.2 Dispositivos de medición	55
2.3 Procedimiento experimental	56
2.4 Resultados experimentales	57
Figuras	59
3. SIMULACION DEL CHORRO EN EL LABORATORIO	74
Figuras	76
4. CORRELACION TEORICO-EXPERIMENTAL	78
4.1 Análisis cuantitativo de las temperaturas	78
4.2 Análisis cualitativo	80
Figuras	82
5. CONCLUSIONES Y RECOMENDACIONES	101
REFERENCIAS	105

RECIBO EN SU OFICINA
PRESTADOS AL 30
1
1977

APENDICE 1

Datos experimentales

-

108

APENDICE 2

Programa base de datos termopares

119

APENDICE 3

Archivos Q1 y Ground.f

124

INTRODUCCION

El estudio de chorros que son descargados en un medio ambiente bajo condiciones establecidas ha sido de gran importancia, principalmente para el entendimiento de los problemas que este fenómeno produce en el entorno. Estas manifestaciones pueden apreciarse en descargas de chimeneas y de agua caliente de centrales eléctricas y en general cualquier otra industria en donde se tengan descargas de fluidos a la atmósfera o a un cuerpo de agua receptor (sumidero térmico) como parte del proceso.

En lo que a descargas atmosféricas se refiere, el chorro turbulento descargado en una atmósfera estable linealmente estratificada, debe su movimiento a la acción de las fuerzas de impulso inicial y de flotación y sube hasta una altura determinada. Este efecto se debe al incremento de la densidad del chorro con la altura, debido a que el fluido del medio ambiente circundante es arrastrado y mezclado con el fluido del chorro (efecto llamado de "penetración") que inicialmente tiene una densidad más pequeña que la del fluido del entorno. Este aumento en la densidad del chorro tiene como consecuencia, que la fuerza de flotación disminuya, ya que también la densidad del medio ambiente disminuye con la altura, por lo que dicha fuerza tiende a nulificarse (la densidad del chorro y del ambiente es la misma) en una cierta altura llamada de "flotación neutra" y después cambia de signo. En la zona de flotación negativa, estas fuerzas de flotación actúan desfavorablemente, provocando que la cantidad de movimiento aún presente en el flujo tienda a disiparse lateralmente y deje de subir. De esta manera, el chorro alcanza una altura de máxima elevación, cae ligeramente a niveles más bajos y empieza a dispersarse horizontalmente hacia afuera en una delgada capa, este comportamiento se puede apreciar en la fig. I. En el diseño de chimeneas en general, se procura que la pluma ascienda una altura considerable antes de dispersarse completamente para tratar de mitigar los efectos que se pudieran producir en el entorno.

El flujo de arrastre o "penetración" existe en los flujos que son predominantes en una dirección y que cambian de magnitud en la misma, para poder satisfacer la ecuación de continuidad. Éste es un flujo secundario causado por la inducción del aire circundante hacia el interior de la pluma como consecuencia de las fluctuaciones turbulentas [Townsend (1966)]. Este flujo inducido es un factor relevante que determina la altura máxima alcanzada por el chorro.

Lo que se pretende en cualquier análisis, es estimar la trayectoria, el alcance y la capacidad de dispersión y dilución de la pluma con condiciones para la salida del chorro y del medio ambiente circundante para poder estimar el efecto que pudiera provocar este fenómeno en el entorno inmediato, y en ciertos casos en el campo lejano.

Para el estudio de este fenómeno existen diferentes métodos de solución, i.e. el experimental, el integral y el numérico. Con el método experimental se han obtenido principalmente ecuaciones para determinar la altura de máxima elevación, de flotación neutra, y de velocidad y temperatura media en el centro del chorro en estado permanente descargado tanto en una atmósfera uniforme como linealmente estratificada. En este análisis se realiza una cantidad adecuada de experimentos basados exclusivamente en los parámetros adimensionales relevantes que intervienen en el fenómeno y que son obtenidos mediante el uso de la técnica del análisis adimensional aplicado en las ecuaciones de conservación con las consideraciones adecuadas. Estas ecuaciones son función generalmente del número de Froude, del diámetro, de la velocidad y de la temperatura del chorro en la descarga así como de la estratificación del medio ambiente si es el caso.

El método integral es una alternativa de análisis que permite obtener un conocimiento global de las características del chorro descargado en una atmósfera estratificada. En términos generales el método integral se basa en integrar las ecuaciones de conservación en forma

diferencial con respecto a la variable transversal al flujo (chorro plano, α ; chorro axisimétrico, r) desde los límites 0 a ∞ utilizando condiciones de frontera adecuadas para la misma, y posteriormente, mediante el uso de la variable de semejanza derivar un sistema de ecuaciones diferenciales ordinarias de primer orden, las cuales describen al fenómeno con cierta aproximación y dada su complejidad pueden ser resueltas por algún método numérico.

Antes de integrar las ecuaciones diferenciales se hacen las suposiciones pertinentes para simplificarlas e.g. estado permanente, aproximación de capa límite, aproximación de Boussinesq, semejanza geométrica en los perfiles de las propiedades que generalmente tienen una distribución de tipo gaussiano, simetría con respecto a alguno de los ejes, etc. En este método tanto el perfil de velocidad como el de densidad son conocidos. La razón de "penetración" y la forma de los esfuerzos de Reynolds son propuestos con base en las ecuaciones utilizadas en el análisis. Dadas las suposiciones hechas, estos modelos son válidos exclusivamente en la región de flotación positiva. Aunque no se tiene un conocimiento detallado del comportamiento del chorro libre, este método ha proporcionado buenos resultados que ayudan de alguna manera a entender el fenómeno.

Los estudios basados en el análisis numérico se han incrementado últimamente debido a que en la mayoría de las situaciones se desea tener un conocimiento no tan global del movimiento del fluido y la geometría y las condiciones de frontera son tales que la solución analítica resulta imposible, o si ésta se desarrolla, su evaluación numérica se vuelve demasiado compleja. Estas razones y el desarrollo en la última década de computadoras de mayor capacidad y más accesibles han permitido que los métodos numéricos se vuelvan atractivos para predecir el comportamiento del fluido en las regiones cercanas al chorro.

En general, estos métodos discretizan la región bajo análisis y dependiendo del método de discretización usado como el de diferencias finitas, volumen y elemento finito resuelven las ecuaciones

diferenciales de conservación de masa, cantidad de movimiento y energía en cada uno de las subregiones del dominio. Dada la naturaleza del flujo para predecir el comportamiento turbulento del mismo y hacer el cierre de las ecuaciones de conservación, se requiere de un modelo de turbulencia que pueda representar los efectos reales de transporte de cantidad de movimiento.

En este método se pueden usar diferentes modelos de dispersión turbulenta, además tanto los perfiles de velocidad y temperatura como la razón de "penetración" forman parte de la solución. Los modelos de dispersión turbulenta tienen el propósito de expresar los flujos turbulentos en términos de propiedades medias, con base en la llamada viscosidad turbulenta que modela el transporte turbulento representado por los esfuerzos de Reynolds. Estos modelos son aproximaciones del proceso de transporte turbulento y tienen constantes que son obtenidas de datos experimentales de flujos turbulentos. De este modelo de turbulencia y supuesto del número de subregiones en que es dividido el dominio bajo estudio va a depender la precisión de los resultados. Con el método numérico, dependiendo de las simplificaciones, se puede hacer el análisis aún en la zona de flotación negativa para el caso de flujo libre que se está estudiando. Este método permite tener una información más detallada de las características del flujo con un menor costo y tiempo que los métodos anteriores.

Cabe mencionar que tanto los resultados del método integral como los del numérico son comparados con datos experimentales, mediante el uso de parámetros adimensionales que son representativos del fenómeno físico para asegurar su confiabilidad.

El objetivo del presente trabajo es estudiar las características de la descarga de un chorro calentado en una atmósfera linealmente estratificada durante un estado transitorio. Para simular los fenómenos de turbulencia generada por chorros que descargan en una atmósfera estratificada, se seleccionó el código numérico más avanzado en su clase: PHOENICS, que incorpora las ecuaciones que mejor representan el tipo de fenómenos arriba descritos. Una contribución

del presente trabajo es la implantación de los modelos matemáticos que representan la estabilidad de la atmósfera mediante el uso de la temperatura potencial.

Para asegurarse de que el código numérico reproduce aceptablemente el fenómeno se hicieron diversas pruebas de laboratorio, bajo condiciones controladas, lo que ha hecho posible medir ciertas características del chorro turbulento, i.e. temperatura y velocidad para la validación del modelo implantado.

Bajo las mismas condiciones atmosféricas y del chorro, las predicciones numéricas del modelo numérico fueron validadas con datos de mediciones experimentales de temperatura en diferentes tiempos y longitudes (radial y axial).

Esta calibración de resultados señala que los modelos matemáticos que se han implantado en el código numérico (PHOENICS) simulan adecuadamente la evolución espacio-temporal de la descarga de un chorro calentado en una atmósfera estratificada.

RESUMEN

En los flujos turbulentos el movimiento aleatorio que existe contribuye de manera importante en el transporte de masa, cantidad de movimiento y energía y por lo tanto en la distribución de las propiedades que tienen los flujos de tal naturaleza. Los modelos de turbulencia son una representación aproximada del proceso de transporte turbulento y cuentan con información experimental de diversos flujos turbulentos a través de las constantes que, si bien no son universales han resultado aplicables para diversos tipos de flujos.

Sin embargo, dada la generalidad que se busca de estos modelos y la importancia de representar adecuadamente el fenómeno de la turbulencia, existe la necesidad de calibrar estos modelos con datos obtenidos de experimentos diseñados para extender su aplicabilidad.

Las ecuaciones de conservación para describir la dinámica de un chorro al ser descargado en un medio ambiente así como el método para la solución de las mismas que utiliza el código numérico PHOENICS, se mencionan en el capítulo 1. En el capítulo 2 se describe el modelo experimental en términos de los dispositivos e instrumentos de medición y visualización, así como sus limitaciones y operación, con el objeto de tener condiciones controladas en el chorro; también se presentan los resultados experimentales, i.e. los datos que se obtuvieron de medir temperaturas radiales y axiales del chorro durante un transitorio y que se van a emplear en la calibración del modelo numérico. En el capítulo 3 se presentan las condiciones iniciales y de frontera utilizadas en la simulación del chorro en el laboratorio. En el capítulo 4 se lleva a cabo la comparación entre los datos experimentales y los resultados obtenidos al simular lo mismo con el modelo numérico así como también se muestra los resultados cualitativos de la visualización del flujo. Finalmente, en el capítulo 5 se concluye sobre el análisis hecho a partir de las comparaciones entre los resultados experimentales (cualitativos y cuantitativos) y

los numéricos así como las recomendaciones y comentarios sobre los trascendencia de la presente investigación.

ANTECEDENTES

Existen múltiples trabajos para predecir el comportamiento de la descarga de un chorro en una atmósfera bajo diferentes condiciones. Los cuales, para su análisis utilizan diferentes métodos de solución (experimental, integral y numérico). Fox (1970), efectúa un análisis semejante al de Priestley y Ball (1955) para determinar el comportamiento del chorro turbulento descargado en una atmósfera estratificada o uniforme e intenta mostrar una equivalencia entre los modelos existentes de Priestley y Ball (1955) y Morton (1956). Estos análisis utilizan las formas integrales de las ecuaciones de conservación, pero a diferencia de Morton (1956), Priestley y Ball utilizan la ecuación de la energía mecánica en vez de la ecuación de conservación de masa. Para hacer el cierre de las ecuaciones que describen el fenómeno, Priestley y Ball (1955) asume una ecuación para los esfuerzos de Reynolds en la ecuación de la energía mecánica y Morton (1956) supone una función de "penetración" en la ecuación de continuidad. Al igual que Fox (1970), ambos consideran las suposiciones de flujo bidimensional, estado permanente para las propiedades medias, aproximación de capa límite, aproximación de Boussinesq, viscosidad molecular despreciable comparada con la viscosidad turbulenta, correlaciones triples de las fluctuaciones despreciables, presión estática y una distribución gaussiana para las propiedades físicas tales como la velocidad y la densidad.

Para analizar el fenómeno, Fox (1970) usa las suposiciones mencionadas anteriormente para el flujo e integra las cuatro ecuaciones diferenciales de conservación con respecto a la variable transversal r desde los límites 0 a ∞ usando las condiciones de frontera

$$u=0, \quad \partial w / \partial r = 0, \quad (\overline{u'w'}) = 0, \quad \partial \rho / \partial r = 0, \quad \text{en } r=0$$
$$\text{y } w=0, \quad \rho=0, \quad (\overline{u'w'}) = 0, \quad (\overline{u'\rho'}) = 0 \quad \text{cuando } r \rightarrow \infty$$

y obtiene las siguientes expresiones (el autor hace el análisis para chorros de forma plana y axisimétrica, pero aquí, sólo se va a

presentar el análisis para el caso de un chorro axisimétrico, ya que en el caso de un chorro plano el análisis es similar):

conservación de masa

$$\frac{d}{d\zeta} \int_0^{\infty} rws \, dr = - (ru)_{\infty} = E \quad (\text{I})$$

conservación de cantidad de movimiento

$$\frac{d}{d\zeta} \int_0^{\infty} rws^2 \, dr = - q \int_0^{\infty} r \frac{\Delta\rho}{\rho_0} \, dr \quad (\text{II})$$

conservación de energía

$$\frac{d}{d\zeta} \int_0^{\infty} rws \, \Delta\rho \, dr = - \frac{d\rho_{\infty}}{d\zeta} \int_0^{\infty} rws \, dr \quad (\text{III})$$

conservación de energía mecánica

$$\frac{d}{d\zeta} \int_0^{\infty} rws^3 \, dr = - 2q \int_0^{\infty} r \frac{\Delta\rho}{\rho} ws \, dr + 2 \int_0^{\infty} ws \frac{\partial [r(\overline{u'w'})]}{\partial r} \, dr \quad (\text{IV})$$

donde: E es la razón de "penetración", q es la aceleración de la gravedad u y w son las componentes de la velocidad en la dirección r y ζ respectivamente, r y ζ son las coordenadas radial y axial respectivamente, ρ es la densidad, $()_0$ y $()_{\infty}$ indican la propiedad del chorro en el borde de salida ($\zeta = 0$) y la del medio ambiente circundante respectivamente, $()'$ se refiere a la componente fluctuante de la propiedad y $\Delta() = () - ()_{\infty}$. Las coordenadas son mostradas en la fig. II.

De acuerdo a resultados experimentales, se supone que los perfiles de velocidad y de densidad tienen una semejanza geométrica en la zona de flotación positiva y pueden ser representados mediante una

distribución gaussiana. Por lo que el autor propone para tales propiedades las siguientes expresiones para sus correspondientes perfiles:

$$\frac{u}{u_m} = e^{-r^2/\delta^2} = e^{-\eta^2} \quad (\text{V})$$

$$\frac{\Delta\rho}{\Delta\rho_m} = e^{-r^2/(\lambda/\delta)^2} = e^{-\eta^2/\lambda^2} \quad (\text{VI})$$

donde: δ es una medida del ancho del chorro, η es la variable de semejanza definida como r/δ , λ es una medida de la dispersión relativa entre los perfiles de densidad y velocidad y $()_m$ indica el valor de la propiedad en el centro del chorro ($r = 0$).

Además, Fox (1970) representa a los esfuerzos de Reynolds mediante:

$$\tau_{zr} = \rho_0 u_m^2 g(\eta) = \rho_0 (\overline{u'w'}) \quad (\text{VII})$$

donde: la función $g(\eta)$ no está definida por falta de datos.

Sustituyendo los perfiles de velocidad, densidad y esfuerzos cortantes propuestos en las ecuaciones (I), (II), (III) y (IV) se obtiene las siguientes ecuaciones:

conservación de masa

$$\frac{d}{d\eta} \left(\frac{u_m \delta^2}{2} \right) = E \quad (\text{VIII})$$

conservación de cantidad de movimiento

$$\frac{d}{d\eta} \left(\frac{u_m^2 \delta^2}{2} \right) = \frac{-\Delta\rho_m}{\rho_0} \frac{\delta^2}{2} \lambda^2 \eta \quad (\text{IX})$$

conservación de energía

$$\frac{d}{d\zeta} [\Delta\rho_m u_m^2 \xi^2] \frac{\lambda^2}{2(\lambda^2 + 1)} = - \frac{d\rho_\infty}{d\zeta} \left(\frac{u_m^2 \xi^2}{2} \right) \quad (\text{X})$$

conservación de energía mecánica

$$\frac{d}{d\zeta} \left(\frac{u_m^3 \xi^2}{6} \right) = - \frac{\Delta\rho_m}{\rho_0} u_m^2 \xi^2 \frac{\lambda^2}{\lambda^2 + 1} g - 2I u_m^3 \xi \quad (\text{XI})$$

donde: I es la integral de semejanza igual a

$$- \int_0^\infty \left(\frac{u}{u_m} \right) \frac{\partial [r(u' u') / u_m^2]}{\partial r} d\eta = - 2 \int_0^\infty \eta^2 g(\eta) e^{-\eta^2} d\eta = \text{cte}$$

Al combinar las ecuaciones (XI), (VIII) y (IX) se obtiene una expresión para la razón de "penetración":

$$E = \frac{-\Delta\rho_m}{\rho_0} \frac{\xi^2}{u_m} g \left[2\lambda^2 - \frac{3\lambda^2}{\lambda^2 + 1} \right] + 6I u_m \xi \quad (\text{XII})$$

esta razón de "penetración" se puede escribir como:

$$E = \left(\alpha_1 + \alpha_2 Fr_L^{-2} \right) u \xi \quad (\text{XIII})$$

donde: $\alpha_1 = 6I$, $\alpha_2 = 2\lambda^2 - [3\lambda^2/(\lambda^2+1)]$ y Fr_L es el número de Froude local definido como $u_m^2 / [(\rho_\infty - \rho_m) / \xi g / \rho_0]$. De estas ecuaciones se observa que la "penetración" depende de la razón de dispersión entre los perfiles de densidad y velocidad, λ ; los esfuerzos cortantes, I ; y el número de Froude local.

Si se desprecian los efectos de flotación de la ecuación (XIII), la expresión de arrastre resultante es semejante a la presentada por

Morton (1956):

$$E = \alpha u_m \lambda \quad (XIV)$$

y entonces los coeficientes α y α_1 son los mismos. Este resultado es lógico, ya que el arrastre depende de las interacciones turbulentas.

Al compararse las predicciones de "penetración" expresadas por (XIII) y (XIV), estas muestran ligeras diferencias, sobre todo en las regiones medias del flujo, como lo ilustra la fig. III (el subíndice m se refiere al correspondiente valor máximo). En las regiones extremas del chorro estas diferencias se vuelven apreciables como consecuencia de la dependencia que presenta la ecuación XIII en el número de Froude local. Antes de resolver el conjunto anterior de ecuaciones diferenciales, Fox (1970) al igual que Morton (1956) define variables dimensionales para normalizar las ecuaciones VIII, IX, X y XII y permite que la integral de semejanza I que es función del perfil de esfuerzos cortantes sea dejada como parte de la solución. Del análisis de las ecuaciones resultantes y de resultados experimentales se determina un valor de 0.88 y 1 para λ en el caso del chorro plano y del axisimétrico respectivamente.

De esta manera, Fox (1970) presenta el resultado de su análisis para el chorro plano y el axisimétrico con diferentes condiciones en el borde de salida y en la atmósfera. Uno de los resultados más importantes que se obtienen es el que se refiere a la altura de máxima elevación, la cual es presentada como función de las condiciones del chorro y de la atmósfera en el borde de salida y del esfuerzo cortante. Las predicciones del modelo son comparadas con datos de mediciones experimentales, mostrando los primeros una buena aproximación.

La diferencia entre el modelo de Morton (1956) y el de Fox (1970) para predecir la altura de máxima elevación es mínima. La diferencia relevante de ambos modelos radica principalmente en el comportamiento que presenta el flujo cuando éste alcanza la altura de máxima

elevación. De hecho, el modelo de Fox (1970) a diferencia del de Morton (1956), predice que en la región de flotación negativa la "penetración" también cambia de signo.

Debido al comportamiento del flujo en la región de flotación negativa, cabe mencionar que no se puede esperar un análisis de semejanza. Ésto es debido a que el flujo en esta región no presenta ninguna similitud geométrica en los perfiles de los componentes medios de las propiedades. Al ser inválidos los argumentos de semejanza en esta región y teniendo un modelo de tal naturaleza para describir las características del chorro en esta zona es lógico esperar la singularidad en alguna de las ecuaciones de análisis.

En el modelo de Morton (1956), la singularidad se presenta en el ancho del chorro, el cual alcanza un valor infinito en la altura de máxima elevación. Este comportamiento se puede observar de las ecuaciones (VIII) y (XIV), ya que mientras la componente media de la velocidad axial decrece, la "penetración" permanece positiva y así el radio del chorro alcanzará un valor infinito en la altura de máxima elevación en donde la componente media de la velocidad axial es cero.

En este trabajo la singularidad se presenta en la ecuación de "penetración". Cuando se alcanza la altura de máxima elevación, la velocidad axial se aproxima a cero y la "penetración" tiende a infinito con signo negativo. El signo negativo es debido a la flotación negativa que se presenta en estas regiones e indica que el flujo horizontal es hacia el exterior y no como se presentaba abajo de este nivel.

Ningún modelo parece ofrecer una mejor representación del fenómeno que otro, pero en el modelo de Fox (1970) la singularidad se presenta en una variable secundaria y en el modelo de Morton (1956) en la variable dependiente como lo es el ancho de la pluma. Ésto se debe a la diferencia de ecuaciones utilizadas en el análisis: Morton (1956) usa directamente la ecuación de conservación de masa y propone la función de "penetración" (ec. XIV) para hacer el cierre, mientras que Fox

(1970) utiliza la ecuación de la energía mecánica y la ecuación de conservación de masa se satisface a través de las otras ecuaciones.

Morton (1971), por su parte, hace una extensión del trabajo de Fox (1970) para comparar la formulación de los modelos analíticos de Priestley y Ball (1955), Morton (1956) y Fox (1956), y para mostrar la diferencia que existe entre estos modelos al utilizar la ecuación de la energía cinética en vez de la ecuación de conservación de masa para analizar el comportamiento del chorro descargado en una atmósfera estratificada.

Estos modelos, como ya se vió anteriormente, se basan en las ecuaciones de conservación de masa, cantidad de movimiento, energía y energía mecánica para describir el comportamiento del fenómeno bajo análisis haciendo las consideraciones anteriormente mencionadas. Estas ecuaciones son dependientes por lo que hay que elegir tres de las cuatro ecuaciones de conservación, i.e. masa, cantidad de movimiento, energía mecánica y energía (ésta no debe excluirse del análisis).

Priestley (1955) utiliza las ecuaciones de conservación de la cantidad de movimiento, energía y energía mecánica. Hace el cierre del sistema de ecuaciones mediante la siguiente suposición para los esfuerzos de Reynolds:

$$\tau_{zr} = \frac{1}{2} \omega^2 g(\eta) \quad (XV)$$

En este modelo los perfiles de velocidad y densidad tienen el mismo ancho. Priestley (1959) incluye una ecuación de conservación de masa que es consistente con su teoría y que puede ser usada para determinar la razón de "penetración" siguiente:

$$E = \left(\gamma_1 + \gamma_2 Fr_L^{-2} \right) \omega \delta \quad (XVI)$$

donde: γ_1 es función de los esfuerzos de Reynolds.

Se puede observar que este modelo es parecido al de Fox (1970), por lo tanto, también presenta la singularidad en el nivel de máxima elevación en donde el flujo de "penetración" es hacia el exterior y con un valor infinito.

Morton et al (1956), usa la ecuación de conservación de masa, cantidad de movimiento y energía para hacer el análisis y obtiene el cierre proponiendo la ecuación XIV. La ecuación de conservación de masa difiere de la expresión de Priestley en el término $\gamma_2 Fr_L^{-2} u$ &, con lo cual, se muestra la desigualdad de los modelos. Los resultados en la región de flotación positiva difieren muy poco, la singularidad en este modelo se da en el radio de la pluma que tiende a infinito en la altura de máxima penetración.

Fox (1970), como ya se mostró anteriormente, usa las cuatro ecuaciones integrales de conservación, satisfaciendo la ecuación de conservación de masa con el cierre basado en la ecuación de la energía cinética, para lo cual, supone una expresión para los esfuerzos turbulentos. La ecuación de "penetración" está en función de dos constantes que depende de la forma de los perfiles de las propiedades y de los esfuerzos de Reynolds y relaciona la velocidad de "penetración" con la velocidad axial.

De este trabajo se puede inferir que los modelos no son equivalentes cuando se usan diferentes ecuaciones de conservación para hacer el análisis. Además de que ninguno es válido para la región superior (cerca de la altura de máxima "penetración"), pero los modelos que utilizan la ecuación de conservación de masa en vez de la ecuación de la energía cinética parecen ser más realista.

Por su parte Hirst (1971), estudia el mismo fenómeno que Fox (1970) (sólo hace el análisis para el caso de un chorro axisimétrico), con la excepción de que él ahora considera para la descarga del chorro un ángulo de orientación. Para tal análisis, hace uso de las ecuaciones integrales de conservación de masa, cantidad de movimiento (en sus componentes tangencial y vertical) y de energía y supone para el flujo

las mismas consideraciones que Fox (1970). Junto con la ecuación de energía mecánica obtiene una nueva función de "penetración". El método de solución utilizado es similar al de Fox (1970), por lo que la función de "penetración" es ligeramente parecida,

$$E = \left\{ \alpha_1 + \alpha_2 Fr_L^{-2} \text{sen } \theta \right\} \omega \xi \quad (\text{XVII})$$

donde: $\alpha_1 = 6I$, $\alpha_2 = 2\lambda^2 - [3\lambda^2/(\lambda^2+1)]$, Fr_L es el número de Froude local definido como $\omega_m^2 / [(\rho_\infty - \rho_m) r_0 g / \rho_0]$ y θ es el ángulo de inclinación del chorro.

De hecho, sólo varía en el término que involucra a la flotación ya que éste está afectado por el factor $\{\text{sen } \theta\}$. Esta ecuación al igual que la de Fox (1970) es función de la interacción turbulenta del chorro, la flotación y el ángulo de orientación.

De resultados experimentales Hirst (1971) considera constantes los coeficientes α_1 y α_2 y les da un valor de 0.057 y 0.97 respectivamente. Con estos valores asignados resuelve el sistema de ecuaciones resultantes y presenta las predicciones para la trayectoria del chorro, altura de máxima elevación, y la densidad y la velocidad en el centro del chorro para diferentes condiciones del mismo y de la atmósfera. Estos resultados son mostrados en función del número de Froude inicial,

$$\omega_0^2 / [(\rho_{\infty,0} - \rho_0) r_0 g / \rho_0];$$

del parámetro de estratificación,

$$(\rho_{\infty,0} - \rho_0) / [-r_0 d\rho_\infty/dz],$$

del ángulo de descarga; y del radio del chorro en el borde de salida, r_0 [la nomenclatura es la misma que se usó en el análisis del trabajo de Fox (1970) y es la misma que se seguirá usando en el presente estudio].

Las predicciones son comparadas con datos experimentales y muestran una buena aproximación, lo cual es de esperarse, ya que las constantes fueron obtenidas de estos datos. Cabe aclarar, que en ningún momento se debe considerar a los coeficientes como constantes ya que en el chorro se tienen diferentes regímenes para el flujo y unos términos se vuelven más importantes que otros.

La razón de "penetración" es un factor que determina la rapidez con la cual la densidad del chorro se aproxima a la densidad del medio ambiente y por supuesto, la altura de máxima elevación que alcanza el mismo. Por esta razón, Ero (1977) estudia los parámetros que influyen en la razón de "penetración" de un chorro turbulento descargado en una atmósfera estratificada. En este análisis se supone al flujo en estado permanente para las componentes medias de las propiedades, axisimétrico, bidimensional, turbulento y demás consideraciones convencionales en la teoría integral de chorros, mismas que fueron utilizadas por Fox (1970).

La función de "penetración" se deriva de las ecuaciones de continuidad, cantidad de movimiento, energía y energía mecánica al ser integradas con respecto a la coordenada radial. La razón de "penetración" resultante tiene la forma

$$E = \left(a_1 + a_2 Fr_L^{-2} + a_3 \right) u \quad \& \quad (XVIII)$$

Si se define al parámetro de "penetración", a , la ecuación anterior queda,

$$E = a u \quad \& \quad (XIX)$$

donde: a_1 , a_2 y a_3 son los coeficientes que representan la influencia de la turbulencia, la flotación y la razón de inversión respectivamente en la "penetración". Esta expresión es más general que las anteriores ya que no se considera la aproximación de Boussinesq en

el análisis. Una de las características importantes de esta expresión es la manera explícita en que presenta los efectos de la inversión térmica en la "penetración" del aire ambiente. Cuando se considera la aproximación de Boussinesq en el análisis el coeficiente α_3 desaparece y

$$\alpha_1 = \alpha_1$$

Los resultados muestran la influencia de la inversión atmosférica en la razón de "penetración", la cual incrementa su razón de descenso cuando se aumenta la inversión atmosférica, provocando también que la altura de máxima elevación del chorro disminuya. Este efecto es más relevante cuando el número de Froude inicial es pequeño ($Fr < 5$) debido a la rápida inducción del aire ambiente circundante bajo estas condiciones. Los resultados además demuestran que si el número de Froude inicial del chorro es alto (>5), en la zona de flotación positiva se puede considerar que,

$$a \approx a_1 \approx \alpha_1 \quad (XX)$$

El efecto de la razón de inversión en la "penetración" inicialmente es pequeño y se incrementa con la distancia axial, principalmente en la zona donde la "penetración" es negativa, de hecho, en esta región este coeficiente se vuelve más importante que los otros dos; aunque en esta región ni las suposiciones para el flujo son válidas.

La dilución y dispersión del fluido descargado de múltiples procesos son controlados por la altura en la cual éste es descargado, las condiciones meteorológicas, y la elevación final a la cual los gases suben bajo la acción de la flotación y la cantidad de movimiento inicial del mismo; por lo que, la altura alcanzada por el chorro resulta de gran interés. Briggs (1971) presenta un modelo simple para predecir la altura del chorro en una gran variedad de condiciones meteorológicas. Este modelo presenta buenos resultados cuando se compara con mediciones experimentales de flujos descargados a una atmósfera real. La altura depende principalmente de la razón de la emisión de calor; la razón de la emisión de cantidad de movimiento; la

rapidez del viento, la distancia aguas abajo de la fuente, la altura de la fuente y la variación de la temperatura ambiente con la altura (fig. IV). Esta ecuación que determina la elevación es denominada "ley 2/3", esto es debido a que la altura del chorro medida a partir del borde de descarga es proporcional a la distancia aguas abajo de la fuente (α) elevada a la dos tercios. A continuación se presenta un resumen de las fórmulas para determinar la altura del chorro.

En la mayoría de las ocasiones, a una distancia muy cercana a la fuente de emisión la flotación llega a dominar el comportamiento del chorro caliente $\left(\alpha \gg \frac{w_0 u}{g} \frac{T}{\Delta T} \right)$, por lo que la altura de la línea del centro de la chorro puede ser calculada mediante

$$z_H = 1.6 \frac{F^{1/3}}{u} \alpha^{2/3} \quad (\text{XXI})$$

donde: F es el flujo de la fuerza de flotación dividido por π y la densidad atmosférica media y está representada mediante

$$F = g \frac{\Delta T}{T_0} w_0 r_0^2 \quad (\text{XXII})$$

donde: g es la aceleración de la gravedad, w_0 y r_0 son la velocidad y el radio en el borde de descarga, T_0 es la temperatura absoluta de los gases de escape, T es la temperatura del aire ambiente y $\Delta T = T_0 - T$. Esta ecuación da una buena aproximación de la altura del chorro cerca de la fuente sin tomar en cuenta las condiciones atmosféricas.

Cuando el chorro sube a través de una atmósfera neutra que se encuentra por abajo de una capa de inversión, puede subir hasta la altura de la inversión, y si su densidad aún es lo suficientemente pequeña comparada con la de su entorno, el chorro puede penetrar la inversión térmica. La elevación de la temperatura de los gases del chorro, e' es

$$e' = 4.0 \frac{T}{q} \frac{F^{1/2}}{qu z^2} \quad (XXIII)$$

Si, e' es más grande que el incremento de temperatura potencial en la capa de inversión, ΔT_1 , el chorro puede penetrar la inversión.

En algunas ocasiones, el viento es tan ligero ($u^3 < 0.064 F/q$) que el chorro sube verticalmente y se aplica mejor

$$e' \approx 10 \frac{T}{q} \frac{F^{2/3}}{z^{5/3}} \quad (XXIV)$$

En el caso de que el fluido sea descargado en una atmósfera estable, la altura máxima esta dada por

$$z_H = 2.9 \left(\frac{F}{u \Delta} \right)^{1/3} \quad \alpha \leq \pi u \Delta^{-1/2} \quad (XXV)$$

donde: Δ es la aceleración restauradora y está definida como

$$\Delta = \frac{q}{T} \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (XXVI)$$

donde: $\partial \theta / \partial z$ es el gradiente de temperatura de temperatura potencial del aire ambiente, $\partial T / \partial z + 5.4$ °F/1000 ft.

Cuando la velocidad del viento es muy pequeña, la pluma sube verticalmente y la ecuación anterior no es apropiada. Por lo tanto, para tales condiciones la expresión que puede predecir la altura es

$$z_H = 5.0 \frac{F^{1/4}}{\Delta^{3/8}} \quad (XXVII)$$

Esta elevación puede ser más grande que la altura de la capa de la atmósfera estable y por lo tanto, la pluma continuará subiendo (con una fuerza de flotación menor) hasta que se encuentre con otra capa estable.

Cuando la pluma a través de una atmósfera neutra o moderadamente inestable, la "ley 2/3" predice la altura de la línea central de la pluma hasta que se alcanza la distancia en la cual la turbulencia atmosférica llega a dominar el desarrollo de la pluma, α^* ,

$$\alpha^* = 2.16F^{2/5}h_s^{3/5} \quad (\text{XXVIII})$$

donde: F está en ft^4/s^3 y h_s y α^* está en ft. En esta expresión h_s es la altura a la que es descargada los gases y es menor que 1 000 ft. Cuando esta altura es mayor que 1000 ft, la ecuación anterior puede ser usada solamente con la sustitución de $h_s = 1\ 000$ ft. Así, la predicción de la altura alcanzada por el chorro queda

$$z_H = 1.6 \frac{F^{1/2}}{u} \alpha^{*2/3} \frac{\frac{2}{5} + \frac{16}{25} + \frac{\alpha}{\alpha^*} + \frac{11}{5} + \frac{\alpha^2}{\alpha^{*2}}}{\left(1 + \frac{4}{5} \frac{\alpha}{\alpha^*}\right)^2} \quad (\text{XXIX})$$

para distancias por lo menos $\alpha = 5\alpha^*$.

En plantas de combustible fósil con 20 MW o con una emisión de calor mayor, la ecuación XXI permite una buena aproximación a la ecuación XXIX cuando la distancia es superior a $\alpha = 10 h_s$. Con otro tipo de fuente la misma ecuación se aproxima a la ecuación XXIX para una distancia mayor a $\alpha = 3\alpha^*$. Las ecuaciones correspondientes a estos casos son respectivamente:

$$z_H = 1.6 \frac{F^{1/3}}{u} (10 h_s)^{2/3} \quad (\text{XXX})$$

$$z_H = 1.6 \frac{F^{1/3}}{u} (3\alpha^*)^{2/3} \quad (\text{XXXI})$$

Un conocimiento adicional sobre el comportamiento de las descargas de flujo a la atmósfera siempre ha sido de gran interés sobre todo por las implicaciones que en ésta se pudiera tener. Ogino (1980), para estudiar este problema, hace un análisis dimensional de las ecuaciones

de conservación y las condiciones de frontera y obtiene los siguientes parámetros adimensionales para la velocidad y la temperatura en el centro del chorro para una atmósfera uniforme,

$$\sqrt{Fr_0} \frac{u_m}{u_0} = \text{func.} \left(\frac{z}{\delta_0 \sqrt{Fr_0}} \right) \quad (\text{XXXII})$$

$$\sqrt{Fr_0} \frac{T_m - T_\infty}{T_0 - T_\infty} = \text{func.} \left(\frac{z}{\delta_0 \sqrt{Fr_0}} \right) \quad (\text{XXXIII})$$

y para una atmósfera estratificada

$$\sqrt{Fr_0} \frac{u_m}{u_0} = \text{func.} \left(\frac{z}{\delta_0 \sqrt{Fr_0}} ; SFr_0 \right) \quad (\text{XXXIV})$$

$$\sqrt{Fr_0} \frac{T_m - T_\infty}{T_0 - T_\infty} = \text{func.} \left(\frac{z}{\delta_0 \sqrt{Fr_0}} ; SFr_0 \right) \quad (\text{XXXV})$$

donde: Fr_0 es el número de Froude inicial,

$$u_0 / \beta (T_0^2 - T_{\infty,0}) \delta_0 g;$$

S es el gradiente de temperatura adimensional del medio ambiente,

$$[\delta_0 / (T_0 - T_{\infty,0})] / (dT_\infty/dz),$$

δ_0 es el diámetro en el borde de salida del chorro y β es el coeficiente de expansión volumétrica.

Las correlaciones de la altura de máxima elevación y de flotación neutra para un chorro en una atmósfera estratificada se obtienen al sustituir $u_m = 0$ y $T_m = T_\infty$ en las ecuaciones XXXIV y XXXV,

$$\frac{z_H}{\delta_0 \sqrt{Fr_0}} = \text{func.} (SFr_0) \quad (\text{XXXVI})$$

$$\frac{z_F}{z_0 \sqrt{Fr_0}} = \text{func.} (SFr_0) \quad \text{---} \quad \text{(XXXVII)}$$

donde: z_M y z_F son las alturas de máxima elevación y de flotación neutra respectivamente (a estas alturas también se les llama de velocidad y de flotación cero).

Ogino (1980) diseñó un dispositivo experimental que permitió obtener datos de mediciones axiales de velocidad y temperatura en el centro del chorro así como de las distancias verticales en donde la cantidad de movimiento y la flotación son cero. Estos datos son correlacionados mediante estas expresiones.

Cuando el chorro es descargado en una atmósfera isoterma los resultados de velocidad y temperatura en el centro del chorro indican un descenso en la dirección axial. Este comportamiento, aún para diferentes condiciones en la descarga del chorro (expresadas por el número de Froude inicial) es representado solamente por una curva. Sin embargo, en el chorro se tienen diferentes regímenes de flujo debido a que prevalecen en diferente proporción los efectos de cantidad de movimiento y flotación conforme el fluido del chorro va subiendo, por lo que dependiendo de la región, estas curvas presentan diferentes valores en su razón de descenso. Por tal motivo, Ogino (1980) divide el dominio en tres regiones de interés: (1) región donde prevalece la cantidad de movimiento, (2) región intermedia donde la cantidad de movimiento y la flotación tienen la misma influencia y (3) la región donde la flotación predomina completamente en el flujo.

Para el caso de una atmósfera estratificada, la variación axial de temperatura y velocidad en el centro del chorro muestran que la estratificación del medio ambiente sí afecta el comportamiento de estas propiedades. Cuando la estratificación aumenta, la razón de descenso de estas propiedades también hace lo mismo y por lo tanto la altura de máxima elevación alcanzada por el chorro es menor.

Los resultados de las mediciones directas e indirectas (método

fotográfico) para la altura de flotación y cantidad de movimiento cero, también son correlacionados con las ecuaciones propuestas. Cada una de estas características también es representada exclusivamente por una curva. Como ya se mencionó anteriormente, la altura de máxima elevación y de flotación cero son afectadas por la estratificación del ambiente. Mientras más alta sea la estratificación menor altura va alcanzar el chorro.

El comportamiento manifestado por cada una de los parámetros funcionales anteriores es un argumento en favor de la validez de las mismas.

Malin (1989) estudió las características de un chorro vertical y turbulento que es descargado en una atmósfera estratificada. Él hace una extensión del análisis de escalamiento realizado por Ogino (1980) y obtiene correlaciones experimentales de las alturas de máxima elevación y de flotación cero para diferentes formas e.g. axisimétrica y plana, y para diferentes condiciones de temperatura y velocidad del del chorro en el borde de salida así como para múltiples niveles de estratificación para el medio ambiente. Para un chorro de forma axisimétrica, las expresiones para la altura de máxima elevación y de flotación neutra tienen la forma,

$$\frac{z_H}{\delta_0 \sqrt{Fr_0}} = 3.8 (SFr_0)^{-3/8} \quad \text{para } SFr_0 \leq 1 \quad (\text{XXXVIII})$$

$$\frac{z_H}{\delta_0 \sqrt{Fr_0}} = 3.8 (SFr_0)^{-1/4} \quad \text{para } SFr_0 > 1 \quad (\text{XXXIX})$$

$$\frac{z_F}{\delta_0 \sqrt{Fr_0}} = 3.1 (SFr_0)^{-3/8} \quad \text{para } SFr_0 \leq 10 \quad (\text{XL})$$

$$\frac{z_F}{\delta_0 \sqrt{Fr_0}} = 3.1 (SFr_0)^{-0.475} \quad \text{para } SFr_0 > 10 \quad (\text{XLI})$$

y para un chorro plano, estas relaciones funcionales son,

$$\frac{z_H}{\delta_0 \sqrt{Fr_0}} = 3.6 (SFr_0)^{-1/2} \quad \text{para } SFr_0 \leq 15 \quad (XLII)$$

$$\frac{z_H}{\delta_0 \sqrt{Fr_0}} = 3.8 (SFr_0)^{-1/3} \quad \text{para } SFr_0 > 15 \quad (XLIII)$$

Para este caso, dada la escasez de datos experimentales, no hay expresiones para determinar la altura de flotación cero. El rango de estas ecuaciones es debido al predominio que existe en el chorro por parte de la fuerza de flotación o de la cantidad de movimiento. Estas correlaciones muestran una buena aproximación de los datos experimentales.

Malin (1989) también obtiene predicciones numéricas para la altura donde la flotación es cero. Las ecuaciones diferenciales de conservación son resueltas utilizando el modelo de turbulencia $k-\omega$. El modelo de turbulencia usado relaciona los términos turbulentos de las ecuaciones de conservación ($\overline{u'w'}$ y $\overline{w'T'}$) con la energía cinética turbulenta, k ; la fluctuación de la vorticidad, ω , y la fluctuación de temperatura, $\overline{T'^2}$.

Las consideraciones para el flujo son: estado permanente, bidimensional, incompresible y de tipo capa límite. La variación de temperatura y densidad del ambiente es lineal con la altura.

Las ecuaciones de conservación de las cantidades medias y turbulentas son resueltas por el método empleado con el código numérico PHOENICS. Se usó un procedimiento parabólico para predecir la altura de flotación cero. En la región del chorro, localizada por abajo del nivel de flotación cero, la distancia radial del chorro es muy pequeña comparada con la axial y la aproximación de capa límite al flujo es válida e.g. $w \gg u$, $\frac{\partial}{\partial r} \gg \frac{\partial}{\partial z}$.

La altura máxima alcanzada por el chorro no se pudo calcular debido a

que en la zona localizada después de que la flotación es cero, la suposición de capa límite es inválida y por lo tanto el procedimiento parabólico usado es incapaz de determinar tal altura.

Las predicciones numéricas para la altura de flotación cero muestran una buena aproximación a los datos experimentales. Para el chorro plano no se compararon estos resultados por no existir datos experimentales. En las predicciones numéricas de ambos casos el comportamiento relativo es parecido y por lo tanto se puede considerar que el código numérico PHOENICS simula el fenómeno adecuadamente.

En su trabajo, Li et al (1985) presentan una comparación de las características experimentales y numéricas de la descarga de un chorro vertical en un medio ambiente estratificado. Los resultados numéricos se obtienen al resolver las ecuaciones de continuidad, cantidad de movimiento y energía. Se supone para el flujo, estado permanente en el componente medio de las propiedades, bidimensional, turbulento, de tipo capa límite, la aproximación de Boussinesq, y presión estática en el término de la presión. Se consideran despreciables los términos viscosos y conductivos comparados con los términos turbulentos de las ecuaciones de conservación ($\overline{u'w'}$ y $\overline{w'T'}$).

Para hacer el cierre de las ecuaciones se utilizó el modelo de turbulencia $k-\epsilon-T'^2$, en donde: k es la energía cinética, ϵ es la rapidez de disipación y T'^2 es la fluctuación de la temperatura. Este sistema de ecuaciones parabólicas describen el comportamiento del chorro antes del nivel de flotación neutra y son resueltas mediante la técnica de diferencias finitas, modificada para hacer uso de este modelo de turbulencia.

Para hacer una presentación y comparación de las predicciones con los datos experimentales, Li (1985), usa parámetros adimensionales para escalar los datos. Puesto que el comportamiento del flujo está regido principalmente por las fuerzas inerciales y de flotación así como por las condiciones ambientales, estos parámetros adimensionales tanto en una atmósfera uniforme como en una estratificada van a depender de la

cantidad de movimiento inicial, M_0 ; la fuerza de flotación inicial, W_0 y la densidad ambiente local, ρ_∞ . Estos parámetros están definidos para la coordenada axial, la componente de la velocidad media y la densidad y la energía cinética turbulenta.

Las variaciones axiales de velocidad, densidad y energía cinética turbulenta en el centro del chorro representados por sus correspondientes parámetros adimensionales, son presentados para diferentes números de Froude en la descarga (inicial) y niveles de estratificación, incluso para el valor estratificación cero (medio ambiente uniforme). Los resultados numéricos y experimentales de estas características muestran que en la zona de flotación positiva tanto en una atmósfera uniforme como en una estratificada tienden a una sola gráfica.

Cabe mencionar que para valores bajos del número de Froude en la descarga, el flujo es afectado en la etapa inicial, ya que en esta zona se presenta una aceleración axial debido a las fuerzas de flotación, siendo este efecto despreciable para altos valores en este número. Este aumento de velocidad en la región cercana no afecta a la distribución axial de la densidad, pero sí al de la energía cinética turbulenta del centro del chorro, donde se tiene un comportamiento decreciente y creciente. Ésto se debe a que inicialmente el perfil de velocidades cerca del centro del chorro es casi uniforme (se considera que en el borde de salida el flujo es uniforme) y la producción de la energía cinética por el esfuerzo cortante es mínima, pero después aumenta debido a que la forma del perfil cambia y el flujo además de que se está acelerando, interactúa con el flujo del aire circundante.

Después de esta región la velocidad axial disminuye y el perfil de velocidades tiende a transformarse en plano y por lo tanto la energía cinética turbulenta otra vez vuelve a disminuir. El efecto creciente es despreciable para flujos con un alto número de Froude en la descarga.

Para examinar la evolución de los perfiles de velocidad y temperatura

se mostró la variación axial de la distancia radial en la cual la velocidad y la temperatura son promedios de su correspondiente valor en el centro del chorro, con diferentes números de Froude en la descarga del chorro y niveles de estratificación en la atmósfera. El desarrollo axial de esta velocidad tanto en una atmósfera estratificada como en una uniforme, para un determinado número de Froude inicial los resultados numérico y experimental están representados exclusivamente por una curva. A diferencia del comportamiento que se tiene en la velocidad, el desarrollo axial de la temperatura sí se ve afectado por la estratificación atmosférica.

Para diferentes valores en el número de Froude y niveles de estratificación en la atmósfera, la distribución radial de las componentes medias de la velocidad y la temperatura en la región de flotación positiva presenta semejanza geométrica y puede ser representada mediante un perfil de tipo gaussiano (en la distribución de temperatura hay que ajustar dos correlaciones al perfil). Para dos distancias axiales y diferentes valores en el número de Froude inicial y en la estratificación atmosférica, la distribución radial de las cantidades turbulentas e.g. energía cinética, razón de disipación, esfuerzo y flujo de calor, al parecer no muestra condiciones de semejanza. En cada ubicación las cantidades turbulentas son representados por una sola curva tanto para una atmósfera uniforme como una turbulenta.

En general, se puede decir que las predicciones se ajustan con bastante precisión a los datos experimentales en la zona debajo del nivel de flotación cero y por lo tanto el modelo de turbulencia utilizado es bastante bueno para predecir el comportamiento físico del chorro. Cabe mencionar también, que el hecho de que exista semejanza en los perfiles de velocidad y temperatura no implica necesariamente que las propiedades de transporte turbulento alcancen tal condición para la misma zona.

El relevante interés de entender el comportamiento y la influencia que pudiera presentar la descarga adicional de un fluido caliente en el

estanque de enfriamiento de un reactor en un lapso de tiempo, sobre todo para los diseñadores de estos equipos ha propiciado que investigadores lleven a cabo un análisis termohidráulico. Purslow (1989) empleo el código numérico para hacer el análisis de este tipo de flujo. Para asegurar la confiabilidad de sus predicciones, llevó a cabo diferentes experimentos de laboratorio. En la simulación numérica de la descarga del dispositivo experimental se supuso flujo permanente y axisimétrico, la aproximación de Boussinesq.

Los datos experimentales de las velocidades y las temperaturas radiales en diferentes niveles verticales son comparados con las correspondientes predicciones teóricas. En todos los casos, las predicciones numéricas muestran una buena aproximación a los resultados experimentales. Las diferencias se deben principalmente a las suposiciones hechas para el flujo en el modelo numérico. La distribución gaussiana de los perfiles para ambas propiedades es semejante a la expuesta por los autores anteriores.

Estos resultados confirman que con los modelos matemáticos apropiados que describan el comportamiento dinámico de la interacción de un chorro con un ambiente en condiciones de estabilidad densimétrica, el código numérico PHOENICS es capaz de simular este tipo de flujo libre con una buena confiabilidad y con las ventajas adicionales de rapidez en el análisis.

A diferencia de los investigaciones anteriores, en ésta se analizó el estado transitorio de un chorro turbulento descargado en una atmósfera linealmente estratificada. Las predicciones se obtuvieron al resolver las ecuaciones de conservación utilizando el método del volumen finito, que es el empleado por el código numérico PHOENICS, suponiendo para el flujo: estado transitorio, bidimensional (axisimétrico), turbulento, la aproximación de Boussinesq. Para hacer el cierre de las ecuaciones es usado el modelo de turbulencia $k-\epsilon$. Este modelo permite calcular la viscosidad turbulenta por medio de la energía cinética turbulenta, k , y su rapidez de disipación, ϵ .

Para validar el modelo matemático usado en la simulación numérica se generó una base de datos experimentales del transitorio térmico de la pluma inducida y se comparó con las predicciones numéricas. De acuerdo con esta comparación se ha verificado que el modelo matemático sí representa adecuadamente el fenómeno físico.

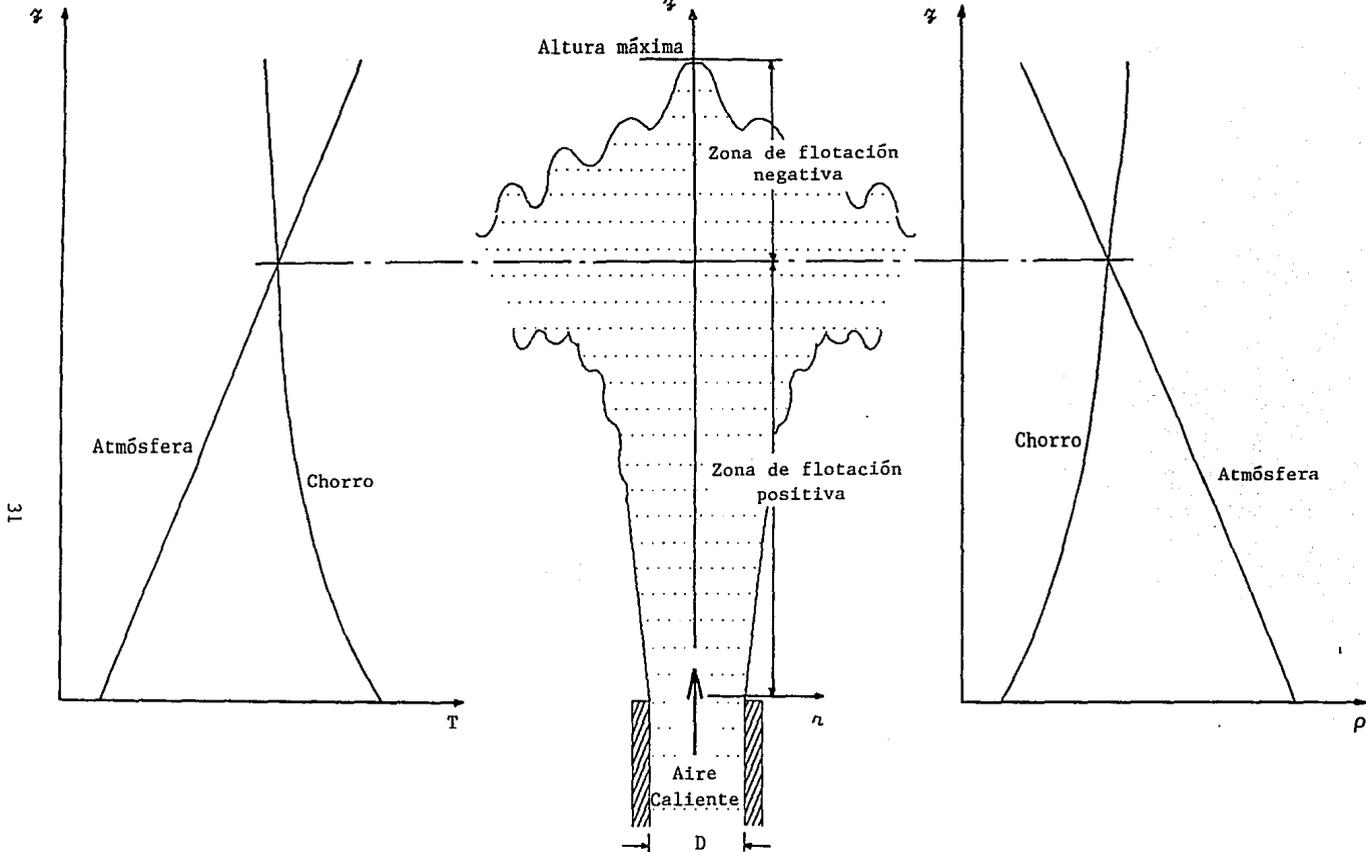


Fig. I Representación esquemática del comportamiento de un chorro en un fluido estratificado.

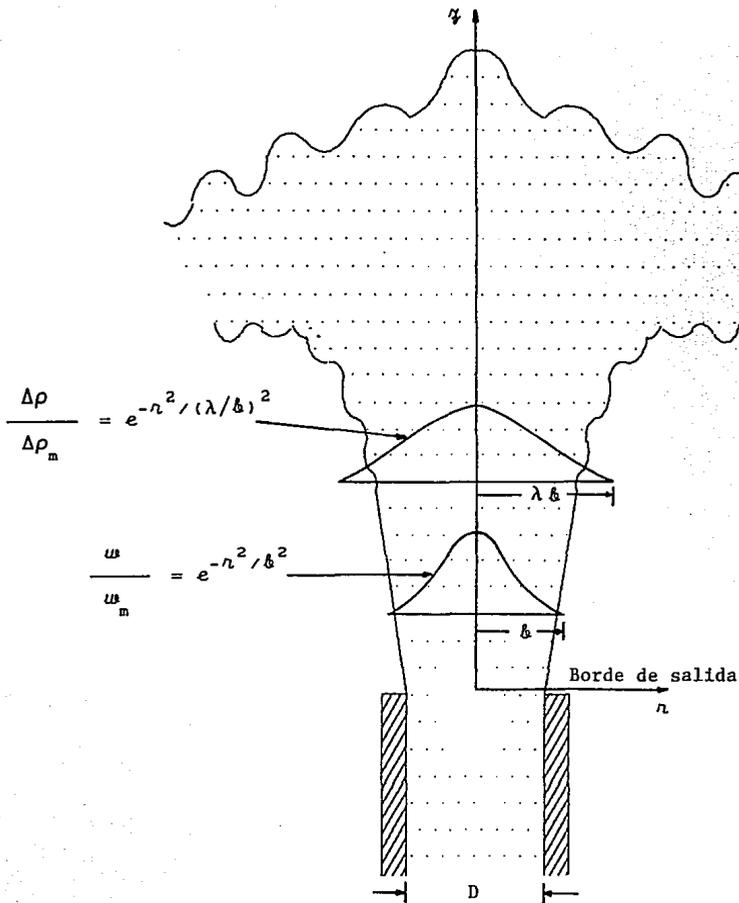


Fig. II Perfil de densidad y de velocidad.

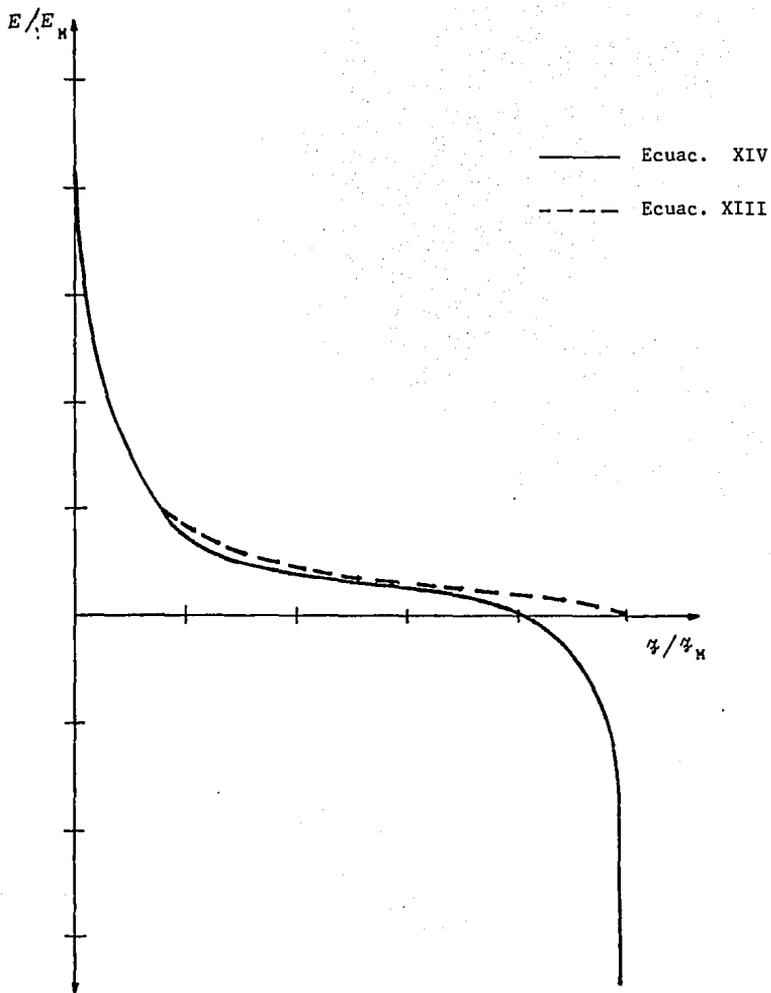


Fig. III Variación de la razón de "penetración" con la distancia axial adimensional.

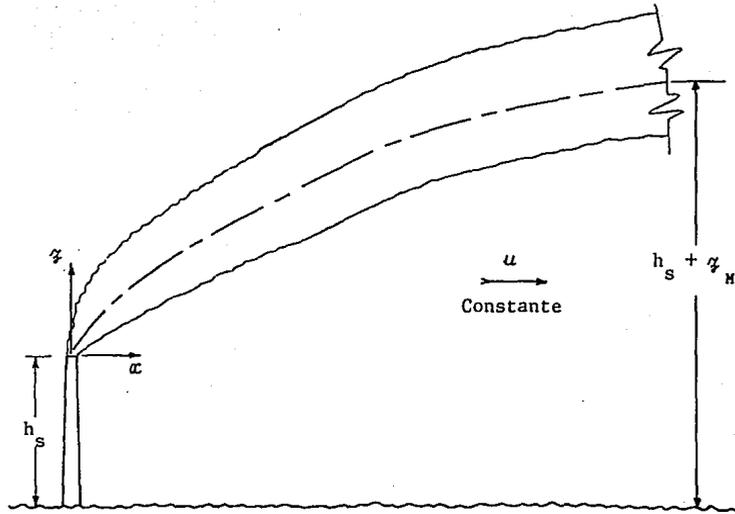


Fig. IV Representación esquemática del movimiento de un chorro en una atmósfera estable. El chorro es perturbado por la presencia de un viento.

1. MODELO MATEMATICO

1.1 ECUACIONES DE CONSERVACION

El problema general a ser considerado es el de un chorro de aire vertical y de diámetro finito descargando en un medio ambiente estratificado y estable (fig. 1.1). La temperatura del chorro es igual o mayor que la del medio ambiente, la cual se incrementa con la altura y tiene un comportamiento lineal. Éste a su vez se puede encontrar en condiciones estáticas o perturbado por la presencia de un viento predeterminado. Las ecuaciones consideradas para describir la dinámica de chorros son las de continuidad (conservación de masa), conservación de cantidad de movimiento en cada una de las direcciones, energía y las ecuaciones de transporte de turbulencia. Dichas ecuaciones pueden ser escritas de la siguiente manera:

1.1.1 ECUACIÓN DE CONTINUIDAD

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \bar{V}) = 0 \quad (1)$$

1.1.2 ECUACIÓN DE CANTIDAD DE MOVIMIENTO

$$\frac{\partial (\rho u_i)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \bar{V} u_i) = - \nabla p + \mu \nabla^2 u_i + \bar{B} \quad (2)$$

donde: \bar{V} es el vector velocidad, ρ es la densidad del fluido, p es la presión estática, u_i son las componentes de la velocidad en las direcciones coordenadas y \bar{B} se refiere a las fuerzas de cuerpo. Por lo que a la viscosidad μ respecta, para simulaciones en régimen laminar ésta adopta el valor físico de la viscosidad dinámica del aire, mientras que para simulaciones en régimen turbulento, se emplea la viscosidad efectiva μ_{eff} , la cual resulta de sumar a la viscosidad dinámica μ , la viscosidad turbulenta μ_t .

La viscosidad turbulenta se determina a partir del modelo de turbulencia $k-\epsilon$. En este modelo la viscosidad turbulenta se calcula con los valores locales de dos propiedades escalares que son la energía turbulenta k , y su rapidez de disipación ϵ , utilizando la expresión:

$$\mu_t = C_\mu \rho k^2 / \epsilon \quad (3)$$

donde C_μ tiene un valor de 0.09 [Rodi (1980)].

La energía cinética turbulenta k , y su rapidez de disipación ϵ caracterizan, respectivamente, la escala de velocidad y la escala de longitud del movimiento turbulento de gran escala. Sus valores se obtienen resolviendo las siguientes ecuaciones de transporte

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \bar{v} k) = \nabla \cdot ([\mu + \mu_t / \sigma_k] \nabla k) + P_k - \rho \epsilon \quad (4)$$

$$\frac{\partial(\rho \epsilon)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \bar{v} \epsilon) = \nabla \cdot ([\mu + \mu_t / \sigma_\epsilon] \nabla \epsilon) + \frac{\epsilon}{k} (C_{1\epsilon} P_k - \rho C_{2\epsilon} \epsilon) \quad (5)$$

donde P_k es la rapidez de producción de k , que se determina a su vez a partir del tensor de esfuerzo turbulento. Los valores asignados a las constantes turbulentas $C_{1\epsilon}$, $C_{2\epsilon}$, σ_k y σ_ϵ son, respectivamente: 1.44, 1.92, 1.0 y 1.314 de acuerdo a Launder y Spalding (1974).

1.1.3 APROXIMACION DE BOUSSINESQ

La aproximación de Boussinesq permite reemplazar la ecuación de continuidad

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \bar{v}) = 0 \quad (6)$$

por la ecuación para flujos incompresibles,

$$\nabla \cdot \bar{v} = 0 \quad (7)$$

Esto no implica que la densidad no varíe en la dirección del movimiento, sólo que la magnitud del primer término de la ecuación 6 es pequeña comparada con los gradientes de la velocidad en la ecuación 7.

La celeridad de una onda en un medio se define tal que el proceso termodinámico al paso de la onda es adiabático y reversible, i.e. isentrópico,

$$c^2 = \partial P / \partial \rho)_s \quad (8)$$

como en los valores de referencia las variables son uniformes, entonces

$$c^2 = dP / d\rho)_s \quad (9)$$

de la ecuación 9, la variación de la densidad queda,

$$\frac{\partial \rho}{\partial z} = \left(\frac{1}{c^2} \right) \frac{\partial P}{\partial z} \quad (10)$$

Para un campo hidrostático como el de la atmósfera, la variación de presión es:

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -\rho g \quad (11)$$

Sustituyendo (11) en (10)

$$\frac{\partial \rho}{\partial z} = -\rho g / c^2 \quad (12)$$

para las temperaturas usuales en el aire la celeridad del sonido es $c = 350$ m/s, y por lo tanto $c^2/g = 12.5 \times 10^3$ m, o sea del orden de 10 km; y como ρ es del orden de 1 en una atmósfera adiabática, la densidad varía con la altitud con una tasa del orden de $-(\frac{1}{10})[\rho]/[L(\text{km})]$. En consecuencia, para escalas verticales de $L \ll 10$

km los efectos de compresibilidad por la variación hidrostática no son importantes [Kundu (1990)] y la aproximación de Boussinesq puede ser aplicable, es decir, se desprecian los cambios en la densidad del fluido, excepto en el término gravitacional de la ecuación de conservación de cantidad de movimiento.

Como los efectos de compresibilidad son despreciables, los cambios de densidad son debidos a cambios de temperatura únicamente; y quedan representados a través de la definición del coeficiente de expansión térmica,

$$\beta \equiv \left(\frac{1}{\rho} \right) \left(-\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_P \approx \left(\frac{1}{\rho_0} \right) \left(-\frac{\Delta \rho}{\Delta T} \right)_P \quad (13)$$

Considerando el aire como gas ideal: $\beta = \frac{1}{T} \approx 3 \text{ e}^{-3} \text{ K}^{-1}$

En la ecuación de cantidad de movimiento la fuerza de flotación se define con respecto a una densidad de referencia, i.e. la densidad del chorro en el borde de salida, $(\rho/\rho_0)g$. El uso de esta aproximación permite describir esta fuerza como $(\rho - \rho_0)g/\rho_0$, la cual es considerada como una fuente de cantidad de movimiento en la ecuación respectiva.

1.1.4 ECUACIÓN DE CONSERVACION DE ENERGÍA

$$\frac{\partial(\rho T)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \bar{V} T) - \nabla \cdot \left(\frac{k}{C_p} \nabla T \right) = \mu \Phi \quad (14)$$

donde: T es la temperatura del fluido, k es la conductividad térmica, C_p es la capacidad térmica a presión constante y Φ es la función de disipación. Este último término representa los efectos de calentamiento por disipación de energía mecánica y frecuentemente se desprecia en flujos ambientales, donde el número de Brinkman dado por $\mu V^2/k\Delta T$ es relativamente pequeño. Este número es una medida del calentamiento por efectos viscosos comparado con el calentamiento por

adición térmica de energía por conducción [White (1991)]. La temperatura empleada en la solución de la ecuación de la energía es la temperatura potencial, la cual se describe en la siguiente sección.

Como condición de frontera para las superficies sólidas, el término de fricción que se agrega a las ecuaciones de cantidad de movimiento se calcula con el esfuerzo cortante de pared local. Dicho esfuerzo cortante se obtiene siguiendo el procedimiento descrito por Rodi (1980). Este procedimiento utiliza las funciones de pared típicas para flujos con rozamiento, y consiste básicamente en especificar las condiciones de frontera en un punto externo a la subcapa viscosa, donde la Ley Logarítmica es válida y la turbulencia se puede considerar en equilibrio local.

1.1.5 TEMPERATURA POTENCIAL

El concepto de temperatura potencial permite tomar en cuenta la variación de la temperatura en función de la altitud $T = f(z)$. Dicha variación es consecuencia de la distribución hidrostática de la presión atmosférica,

$$dP/dz = -\rho g \quad (15)$$

De la primera ley de la termodinámica,

$$dq = dh - (1/\rho)dP = C_p dT - dP/\rho \quad (16)$$

Para un proceso adiabático ($dq = 0$) se tiene:

$$[dp/dT]_{ad} = \rho C_p \quad (17)$$

Combinada con la ecuación de la hidrostática,

$$[dT/dz]_{ad} = -g/C_p = -9.75 \text{ K/km} \quad (18)$$

Es decir para condiciones adiabáticas la temperatura disminuye aproximadamente 10°C por km de elevación. Esta condición representa una atmósfera neutra, pues al desplazarse un volumen finito de aire en la vertical se expande y enfría tal que la densidad que adquiere es igual a la de su nuevo entorno. Esto se ilustra en la fig. 1.2 (a). En la misma figura se muestra el caso de la atmósfera estable e inestable, así como el caso de estabilidad extrema para una inversión térmica (el gradiente de temperatura se incrementa con la elevación).

La temperatura potencial ϑ se define como la temperatura que alcanza un volumen finito de aire al cambiar su presión a una de referencia, e.g. $P_{00} = 100 \text{ kPa}$, en un proceso adiabático. Esto es,

$$\vartheta = T(P_{00}/P)^{R/C_p} \quad (19)$$

Por lo tanto las líneas inclinadas correspondientes a una atmósfera neutra en ϑ vs T corresponden a líneas verticales en ϑ vs ϑ (fig. 1.2 b). Y se aprecia cómo la estabilidad de la atmósfera estará definida en función del signo del gradiente de la temperatura potencial (si el medio ambiente es estable, neutro o inestable este gradiente es positivo, cero o negativo respectivamente). Por lo que, el uso de la temperatura potencial permite representar el comportamiento de la atmósfera de manera menos compleja, además de permitir el utilizar otros conceptos como el de densidad potencial.

Para representar las condiciones de estabilidad en la atmósfera, se formuló y codificó la expresión de la fuerza de flotación descrita por la aproximación de Boussinesq, a través de la temperatura potencial.

Dadas las circunstancias uno puede linealizar la dependencia de densidad (ρ) con la temperatura (T), y por lo tanto, aceleración que representa la fuerza de flotación se puede expresar como,

$$\vartheta (T - T_0)/T_0 = \vartheta (\vartheta - \vartheta_0)/\vartheta_0 \quad (20)$$

por lo que la fuerza de flotación por unidad de masa queda,

$$-q\beta \Delta T = -q\beta \Delta\vartheta \quad (T/\vartheta) \quad (21)$$

Los desplazamientos en la vertical entre los volúmenes finitos son relativamente pequeños, por lo que las presiones de la ecuación (19) son aproximadamente iguales y por lo tanto se puede considerar que $T/\vartheta=1$.

De esta manera la fuerza de flotación que se ejerce sobre una masa de aire caliente al ascender cambiará de signo al encontrarse en un entorno cuya densidad es menor, y por lo tanto, se podrá entonces simular con precisión los efectos de una atmósfera estable y de una inversión sobre los chorros. El comportamiento anterior se representa en la fig. 1.3, donde las temperaturas del chorro y del medio ambiente al nivel del borde de descarga son iguales a sus respectivas temperaturas potenciales. La descarga del chorro con una temperatura mayor que la atmosférica, se mueve hacia arriba por los efectos de cantidad de movimiento inicial y de flotación.

En la misma figura se muestra que si el chorro tiene un comportamiento adiabático y no presenta mezclado con el fluido del medio ambiente circundante (caso ideal), la temperatura potencial de éste va a permanecer constante en la dirección vertical. Cuando esta descarga se presenta en una atmósfera estable, donde la temperatura potencial se incrementa verticalmente, existe una altura ($z = H$) para la cual las temperaturas potenciales del chorro y del medio ambiente alcanzan un mismo valor, provocando ésto que la densidad de ambos también sea la misma y por lo tanto la fuerza de flotación en esta posición alcance un valor nulo (altura de flotación neutra), después de esta altura la temperatura potencial y la densidad del chorro son menor y mayor respectivamente que sus correspondientes valores del medio ambiente circundante, teniéndose como consecuencia que la fuerza de flotación se presente de manera negativa y se frene el movimiento ascendente aún presente en el flujo hasta una altura de máxima "penetración", para después caer ligeramente y dispersarse horizontalmente hacia afuera.

Así, para el caso de un chorro ideal, donde el efecto de penetración está ausente se alcanza una altura de elevación sobre el borde de descarga. Para el caso de una atmósfera neutra o inestable este movimiento vertical no es impedido. Cabe mencionar que el efecto de "penetración" o de arrastre del aire ambiente circundante provoca que la temperatura potencial del chorro disminuya con la altura y se alcance por lo tanto una altura de elevación menor que para el caso ideal (h).

1.2 METODO DE SOLUCION

Las ecuaciones de conservación en forma diferencial se pueden representar por una ecuación general, donde la variable dependiente está representada por ϕ . Una de las características principales en el código PHOENICS que se empleó en la solución iterativa de las ecuaciones, es que las condiciones de frontera y las fuentes son tratadas de manera similar, por lo que la ecuación diferencial general queda:

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}\phi) - \nabla \cdot (\Gamma \nabla \phi) = S_{\phi} + C(V-\phi) \quad (22)$$

donde:

$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t}$ es la acumulación de la propiedad dependiente ϕ en el volumen de control diferencial.

$\nabla \cdot (\rho \mathbf{V}\phi)$ es el flujo convectivo de la propiedad ϕ .

$\nabla \cdot (\Gamma_{\phi} \nabla \phi)$ representa la difusión de flujo de la propiedad ϕ .

Γ_{ϕ} es el coeficiente de difusión para la variable ϕ .

S_{ϕ} representa a las fuentes (sumideros), tales como el gradiente de presión, calor, etc.

$C(V-\phi)$ es el término fuente que representa las condiciones de

frontera, las cuales puede ser presentadas solamente en ciertas regiones del dominio. Estas condiciones están especificadas como una fuente lineal.

C es llamado el coeficiente, y V es el valor.

Las dimensiones de V son las mismas que las de la propiedad dependiente ϕ y las de C son $\text{kg/m}^3\text{s}$.

Los términos Γ_ϕ , S_ϕ , C y V están especificados de acuerdo a la variable ϕ , y en su caso a las condiciones de frontera (C y V).

La variable dependiente ϕ , puede expresar una gran cantidad de variables que caracterizan al flujo tales como una fracción de masa de una especie química, la entalpía, los componentes de la velocidad en cada una de las direcciones coordenadas, la energía cinética turbulenta, etc.

Cabe mencionar que en el código PHOENICS la presión, aún cuando no aparece explícitamente en la ecuación de continuidad (conservación de masa) (1), es la variable representativa de este principio.

Las condiciones de frontera consideradas para un flujo de masa son incorporadas como un término fuente lineal y éstas están expresadas en términos de la presión, esto es debido a que el flujo de masa es el resultado de una diferencia entre la presión externa (V) y la presión interna (p) del sistema (así como el flujo de calor es una consecuencia de una diferencia de temperaturas). De tal manera que, la ecuación de conservación de masa puede expresarse como:

$$\frac{\partial(\rho)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = C(V-p) \quad (23)$$

La ecuación general de transporte descrita, es discretizada empleando el método de volumen finito. Es decir, el dominio de la solución es subdividido en pequeños volúmenes de control, asociando a cada uno de ellos un punto nodal; sobre cada volumen de control la ecuación diferencial general es integrada, obteniéndose como resultado una

ecuación discretizada que es una expresión algebraica que relaciona los valores de ϕ para un determinado grupo de puntos nodales, pudiendo expresar la misma información física que la ecuación diferencial.

Las variables escalares y la presión son almacenadas en los puntos nodales, mientras que las velocidades son almacenadas en las caras de los volúmenes (n, s, e, w, h y l) localizadas exactamente a la mitad de la distancia entre dos puntos nodales. La fig. 1.4 ilustra como los volúmenes de control para las velocidades quedan defasados con respecto a los empleados para variables escalares. Por lo que, para cada sección del dominio (fig 1.5), para cada celda P y para cada variable ϕ , se tiene la siguiente ecuación lineal discretizada:

$$a_P \phi_P = \sum_{F=W, E, S, N, H, L} a_F \phi_F + a_T \phi_T + V_P C (V - \phi_P) + b \quad (24)$$

donde:

V_P es el volumen de la celda.

a_P es el coeficientes del término fuente linealizado asociado a la propiedad ϕ en la celda P, expresa la suma de los coeficientes a de los puntos nodales vecinos, al coeficiente que se refiere a la masa del volumen de control (en el tiempo t) por intervalo de tiempo y al término fuente en el volumen de control.

ϕ_P es la variable dependiente correspondiente al punto nodal P. Se asume que este valor prevalece en todo el volumen de control.

a_F es el coeficiente asociado a a que representa la influencia combinada convección-difusión en las caras del volumen de control. F es el índice para cada una de las 6 caras del volumen de control.

ϕ_F se refiere a la propiedad ϕ asociada a las puntos nodales vecinos al punto nodal de la celda P. Así como ϕ_P , también se acepta que el valor de ϕ_F predomina en cada uno de los volúmenes de control vecinos.

$a_T \phi_T$ es el término que representa el estado transitorio de la propiedad ϕ dentro del volumen de control (en el tiempo t) por

intervalo de tiempo.

b expresa al término fuente linealizado que incorpora los términos faltantes de la ecuación de conservación y que no son considerados en los términos anteriores.

Los coeficientes a pueden ser una función de ϕ y la ecuación ya no puede ser considerada como lineal, sin embargo, es tratada como tal. Las ecuaciones para alguna variable dependiente particular están enlazadas con otras variables a través de los coeficientes a . El número de términos a_{ϕ} depende de la dimensionalidad del problema.

Los valores de las propiedades en las caras del volumen de control para el cálculo de los coeficientes a se pueden encontrar mediante una interpolación lineal entre los nodos de las mallas.

Este método de discretización es el empleado en el código PHOENICS, que es el que se ha utilizado para llevar a cabo las simulaciones numéricas (Ludwig et al, 1990) que se presentan en este estudio.

El algoritmo de solución se basa en el procedimiento iterativo de Patankar y Spalding (1972), SIMPLE, pero es modificado de acuerdo al algoritmo de Spalding (1982), SIMPLEST (flujo en una fase). En términos generales este método consiste en lo siguiente:

1.- Para poder resolver la ecuación de conservación de la cantidad de movimiento, se necesita conocer el campo de presión, por lo que inicialmente se supone éste.

2.- Se resuelven las ecuaciones de cantidad de movimiento para obtener el campo de velocidades estimado (\bar{u} , \bar{v} y \bar{w}).

3.- Se resuelve la ecuación de corrección de presión para determinar los ajustes requeridos en las velocidades y presiones. La ecuación de corrección de presión es función del campo de velocidades estimado, de hecho, la ecuación de continuidad es usada por este método numérico en el cual ϕ es la corrección de presión.

4.- Se corrigen las velocidades y las presiones.

5.- Las variables escalares tales como k , ϵ , y T , se resuelven utilizando el método implícito de Stone (1968).

6.- Se reemplazan los valores de presión estimados en esta iteración por los de la iteración anterior y se regresa al paso 2. Este método es ejecutado en cada una de las secciones del sistema y se repite hasta que la solución cumple con un criterio de convergencia especificado.

Como todo procedimiento iterativo, la razón de convergencia en algunas ocasiones no es satisfactoria, por el hecho de que se sobreestiman los valores de corrección. La convergencia del método se logra a través de una cuidadosa linealización de los términos fuente, junto con una apropiada relajación de las variables de flujo. Se emplearon dos tipos de relajación: la inercial y la lineal. La relajación inercial empleada para las velocidades y los parámetros de turbulencia, resulta de agregar al término fuente de cualquier variable ϕ , la expresión:

$$S_{\phi, r} = \zeta (\phi_{p, pre} - \phi_p) \quad (25)$$

donde ζ es el llamado término de inercia definido por

$$\zeta = \rho V_p / t_f \quad (26)$$

donde t_f es el intervalo de tiempo falso y el subíndice pre se refiere al valor de la iteración previa. Para la presión se empleó la relajación lineal dada por:

$$\phi = \alpha \phi_{nue} + (1 - \alpha) \phi_{pre} \quad (27)$$

donde α es el factor de relajación. El criterio de convergencia es tal que para cada variable, la suma de los valores absolutos de los residuales en todo el dominio sea menor del 1% de un valor de referencia. Un requerimiento adicional es que los valores de las

variables dependientes en cada localidad del dominio no cambien en más de de 0.1% entre ciclos sucesivos de iteración.

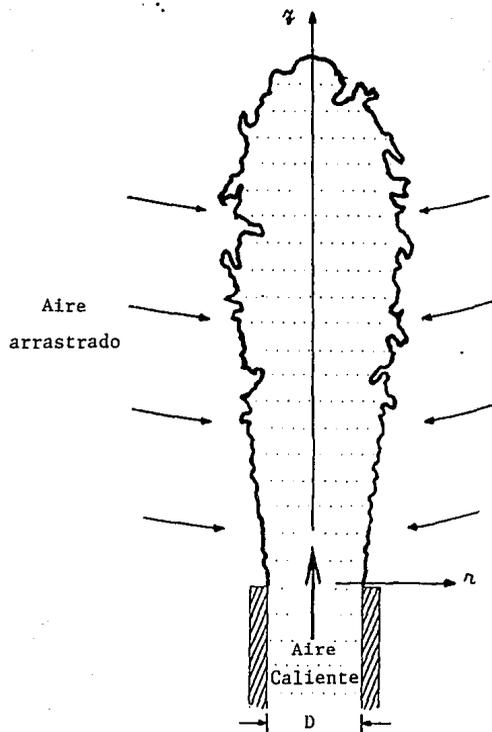


Fig. 1.1 Representación esquemática de la descarga de un chorro en una atmósfera estable.

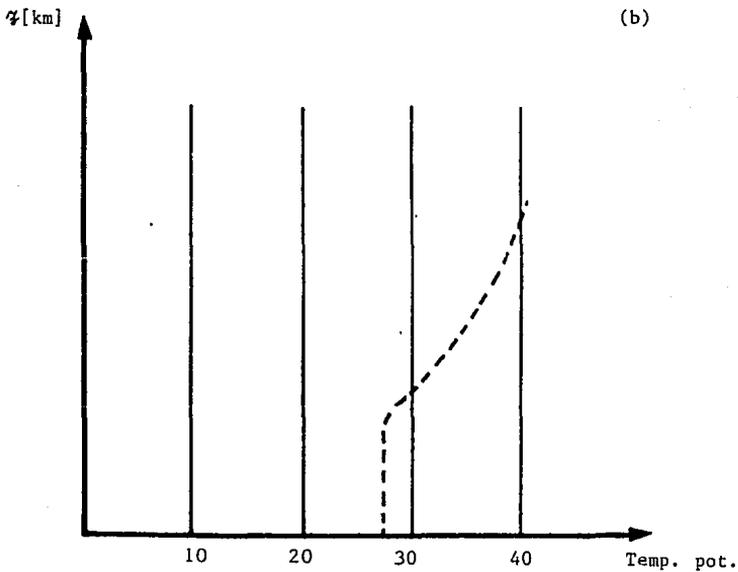
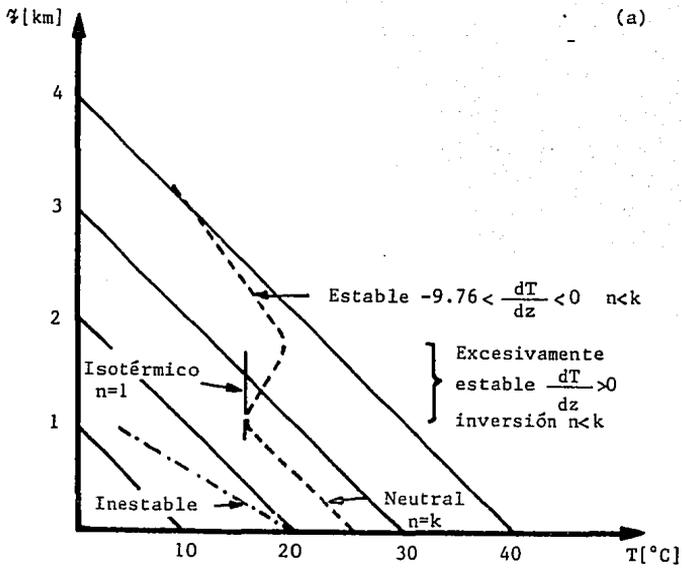


Fig. 1.2 Equivalencia entre la temperatura y la temperatura potencial. En la última parte de la curva se indica el caso para una atmósfera estable.

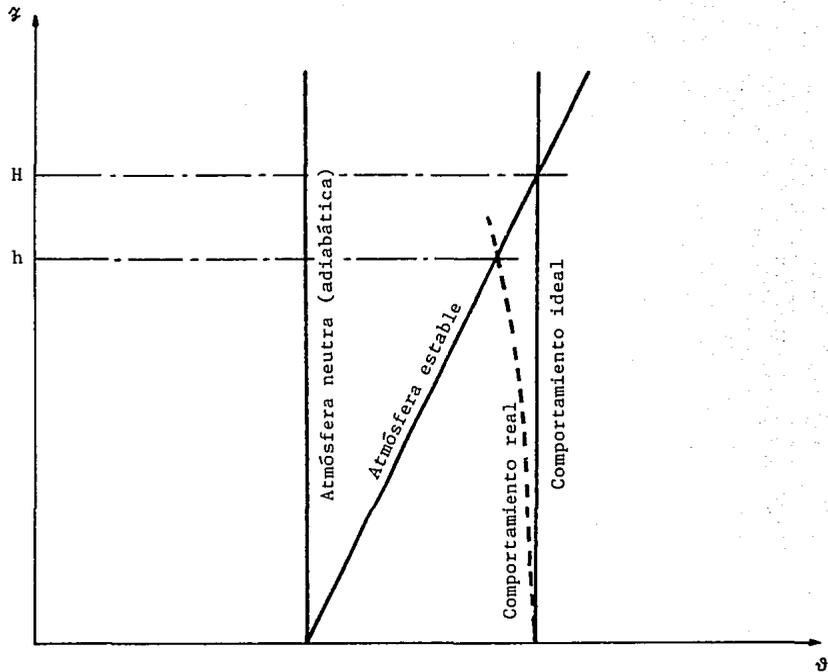


Fig. 1.3 Representación gráfica del movimiento ascendente del chorro. Una altura de equilibrio es alcanzada cuando la temperatura potencial del chorro es igual a la del medio ambiente.

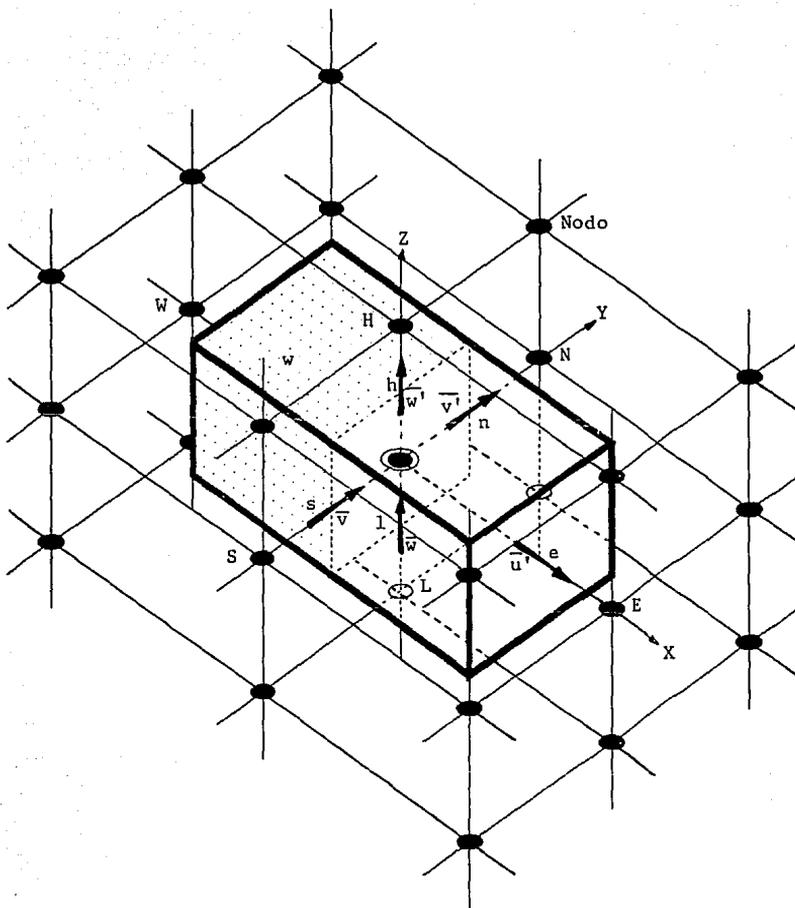


Fig. 1.4 Representación esquemática del volumen de control.

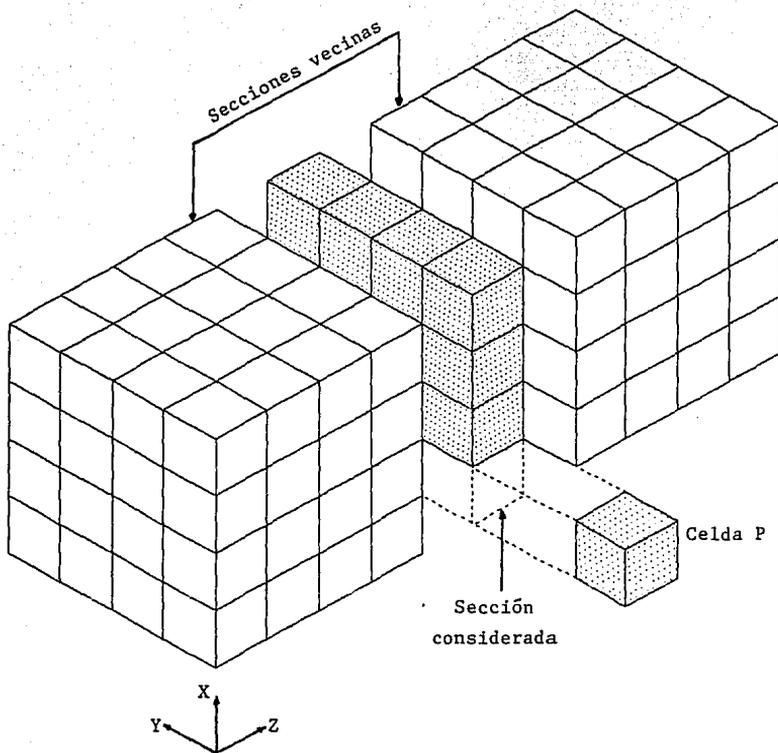


Fig. 1.5 Representación de las secciones del dominio de estudio.

2. MODELO EXPERIMENTAL

Un modelo experimental que represente los procesos físicos de la interacción chorro - atmósfera estratificada - topografía compleja, implica la construcción de un túnel de viento o de agua que en costos de instalación, operación y mantenimiento no resultarían factibles económicamente [Cermak (1974), Kitabayashi (1991); Poreh et al (1991), Rau et al (1991), Morel et al (1991)]. De hecho, esta simulación del transporte y dispersión de los chorros bajo diferentes condiciones meteorológicas requiere de equipos de grandes dimensiones y altos consumos de energía.

La dificultad principal que se presenta para simular la aerodinámica del fenómeno real reside en las escalas de turbulencia asociadas. Para verificar que el código numérico reproduce aceptablemente el fenómeno, se construyó un modelo experimental en el Laboratorio de Hidromecánica del Instituto de Ingeniería que representa la descarga de un chorro en una atmósfera estratificada con condiciones controladas iniciales preestablecidas y controladas con el fin de obtener alta precisión en las mediciones. Los datos de temperatura obtenidos de estos experimentos tienen el propósito de calibrar el modelo de turbulencia que se pueden implantar en el código numérico.

Puesto que el propósito es la calibración del modelo numérico en términos de los parámetros de disipación turbulenta, la extrapolación a otra escala mayor puede ser permitida dada la semejanza que se tiene en el flujo.

2.1 INSTALACION EXPERIMENTAL

Para tener las condiciones de flujo y temperatura controladas y dado el espacio disponible en el Laboratorio de Hidromecánica se diseñó un Laboratorio experimental aislado térmicamente de dimensiones: 6 x 7 x 4.5 m, en cuyo centro del piso se colocó el modelo de la descarga del chorro. Dada la dimensión del modelo, y las necesidades de un control

preciso del gasto de aire y de su temperatura, se construyó un piso falso para la conducción de aire que se regula en gasto y temperatura desde el exterior.

La fig. 2.1 indica la conformación de los ductos de descarga del chorro del modelo, y de entrada de aire radial al ras del piso, y el de la descarga del ventilador externo. La figura 2.2 muestra el detalle del modelo de la descarga en elevación por arriba y debajo del piso. La figura 2.3 expone otra toma del modelo del chorro en donde se pueden apreciar los ductos colocados debajo del piso falso. En la figura 2.4 se muestra la válvula de control y una derivación que permite precalentar el circuito con el fin de minimizar la inercia térmica, y obtener condiciones de arranque de las pruebas que se aproximen al tipo "escalón" al iniciar el transitorio. El modelo del chorro se muestra con varias vistas de la fig. 2.5 a 2.7. La descarga del chorro es axialmente por el tubo central. La misma masa de aire es aspirada radialmente al ras del suelo por debajo del disco, e ingresa en la parte anular hacia la succión del ventilador externo. La fig. 2.8 muestra la vista en planta del ventilador exterior, y donde van colocados los focos que fungen como fuente de energía térmica para la corriente de aire. Las siguientes tres figuras ilustran la instalación experimental del montaje del ventilador centrífugo y el método que se implementó para el calentamiento del aire. La serie de focos puede calentar el aire de 3 a 5 °C por encima de la temperatura ambiente dado los gastos tan pequeños. La intensidad calorífica de los focos se regula individualmente con circuitos convencionales.

Las fig. 2.12 y 2.13 señalan la posición de los sensores de temperatura que caracterizan la descarga en el interior del Laboratorio experimental. Estos son colocados axialmente en tres diferentes alturas, z_1 , z_2 , z_3 y en cada nivel son colocados cuatro sensores radiales. Los 4 termopares restantes están localizados cada uno en la válvula de control, en la descarga del ventilador, en el borde de descarga del chorro y en el interior del laboratorio; los dos primeros son utilizados para verificar el precalentamiento de las tuberías y el aire, y los dos últimos son usados para medir la

temperatura del aire caliente en el borde de-descarga del chorro y la temperatura del medio ambiente en el interior del laboratorio respectivamente. Los cables de termopar son llevados al exterior hacia el sistema de adquisición de datos en el cuarto de control.

Adicionalmente, al laboratorio se le colocaron ventanas desde el piso hasta una altura de 4 m con el propósito de tener una visualización usando la técnica de humo y así tener un análisis cualitativo del fenómeno. Por tal motivo, se instaló un circuito paralelo (fig. 2.14) que permite la instalación del generador de humo diseñado *ex-profesa*, este humo es generado por medio del calentamiento de un aceite comercial que es circulado a través de una bomba (fig. 2.15).

2.2 DISPOSITIVOS DE MEDICION

Para medir las temperaturas del chorro de aire y del entorno en que descarga el modelo del ventilador durante un transitorio, se diseñó y fabricó un sistema de adquisición de datos de alta resolución. El sistema emplea 16 termopares de fierro-constantán calibre 30 con forro de fibra de vidrio y están conectados a un circuito electrónico que permite tomar 10 lecturas durante un segundo, obtener un promedio de ellas y almacenar el dato para despliegue inmediato en tiempo real, o bien para ser tabulados en pantalla , y escritura a un archivo para su procesamiento posterior.

El sistema se controla mediante una computadora personal. Estos datos se compararán subsecuentemente con las simulaciones que se realicen con el código para calibrar los modelos matemáticos. Este sistema de adquisición de datos para el monitoreo y registro de la temperatura se muestra en las fig. 2.16 a 2.18.

La medición del gasto fue realizada con un anemómetro de hilo caliente marca "KURZ" en la descarga del chorro. Anteriormente, estas mediciones también fueron hechas con otro anemómetro de hilo caliente propiedad de la Facultad de Ingeniería calibrado previamente mediante una tobera de calibración.

La precisión en los instrumentos empleados-arroja un error en las mediciones de ± 0.3 °C para la temperatura y ± 0.2 l/s para el gasto.

2.3 PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL

Los experimentos realizados con el dispositivo en el Laboratorio, inician con una fase preparatoria bajo la cual se estabiliza la temperatura a través de la ventilación y aislamiento del Laboratorio. Al mismo tiempo, se procede al precalentado de las tuberías, hasta alcanzar una temperatura mayor o igual a 5 °C respecto a la del medio ambiente. Con las condiciones de estabilidad y temperatura de prueba cubiertas, da inicio la segunda fase que es propiamente el experimento.

La experimentación consistió en la realización de experimentos con diferentes gastos de aire caliente previamente determinados por las limitaciones de las instalaciones: un gasto mínimo de 5.04 l/s y un gasto máximo de 7.23 l/s, que corresponde a la abertura de la válvula de $\frac{3}{8}$ y completamente abierta, respectivamente. Los números de Reynolds correspondientes para cada una de las pruebas son: 8 600, 11 500 y 12 500, respectivamente. Cada uno de los experimentos realizados tuvo una duración de 20 min.

Al momento de iniciar el experimento se activó el sistema computarizado de adquisición de datos para el registro y almacenamiento de las temperaturas detectadas por 16 termopares.

Antes del inicio de la prueba, se mide la temperatura durante 180 s en intervalos de 60 s cada uno con el objeto de tener registradas las condiciones iniciales bajo las cuales arranca el experimento. De esta manera se conoce la estratificación que se presenta en el Laboratorio. Iniciado el experimento se genera un registro de todas las temperaturas cada 10 s durante 120 s, de tal manera que el primer muestreo corresponde al tiempo $t = 0$ y el último a $t = 120$ s. Un minuto después, se abre el siguiente archivo de 360 s de duración, con un intervalo de muestreo de 120 s. En este caso, el último muestreo

corresponde a los 540 s de iniciado el experimento. El último archivo, inicia un minuto después, y registra la temperatura cada 300 s durante 600 s. De tal suerte que el archivo se cierra con las mediciones de la temperatura registradas en cada uno de los 16 termopares a los 1 200 minutos de duración del experimento.

2.4 RESULTADOS EXPERIMENTALES

La codificación de los archivos secuenciales obtenidos durante los experimentos fue necesaria para acceder estos datos experimentales al código y poder compararlos con los resultados que éste genera al simular el fenómeno que ocurre en el dispositivo como el del laboratorio.

Para la simulación del dispositivo se consideró un primer caso con gasto mínimo y otro para el máximo (puesto que estos marcan el mayor contraste en los resultados) y para la calibración se seleccionaron los experimentos #1 y #6, estos experimentos se encuentran mostrados en la tabla 2.1 y 2.6 y que corresponden a los gastos señalados. Para cada caso se proporcionó al código la estimación de la estratificación al iniciar la experimentación (Apéndice 1, Tabla 2.1). También se proporcionaron los valores de la temperatura registradas durante los 20 min de experimentación, correspondientes al termopar a la salida del chorro y al colocado en la válvula. En la fig. 2.19 se presenta un comportamiento semejante al mostrado por estos últimos termopares.

Para la codificación de los archivos de los experimentos se elaboró un programa de cómputo (Apéndice 2) el cual ordena la base de datos e imprime en nuevos archivos las temperaturas bajo el formato y secuencia de lectura del código. Los datos experimentales codificados corresponden a los primeros 13 termopares y se ordenan en cuatro archivos diferentes de acuerdo a la ubicación de los termopares.

Tres de los archivos codificados (*NIVEL*.DAT) corresponden a cada nivel en la vertical donde están instalados los termopares; el primero se localiza a 0.425 m de la salida del chorro de aire caliente, el

segundo a 1.307 m y el tercer nivel a 3.032 m. En cada nivel hay cuatro termopares que se localizan a diferentes distancias radiales del eje del chorro, es decir están separados por una distancia Δd , que cambia al pasar de un nivel a otro: los termopares del primer nivel están colocados radialmente a 0.0025, 0.0125, 0.0225 y 0.0325; los del segundo a 0.0025, 0.0225, 0.0325 y 0.055 y cada 4 cm en el tercer nivel, estas distancias son a partir del eje de la descarga del chorro.

El cuarto archivo (*Z.DAT) contiene los valores de las temperaturas correspondientes a los termopares colocados en el eje axial del chorro e inicia con los registros del termopar del chorro.

En las Tablas 2.2. a la 2.10 se presentan los archivos codificados para cada experimento en la forma en que son accedidos al código; se reportan los valores de la temperatura para 19 intervalos de muestreo y por niveles, así como las registradas a lo largo del eje del chorro, incluidas las temperaturas para este último. Para asegurar la repetibilidad de los resultados, estos experimentos se repitieron 3 veces cada 1.

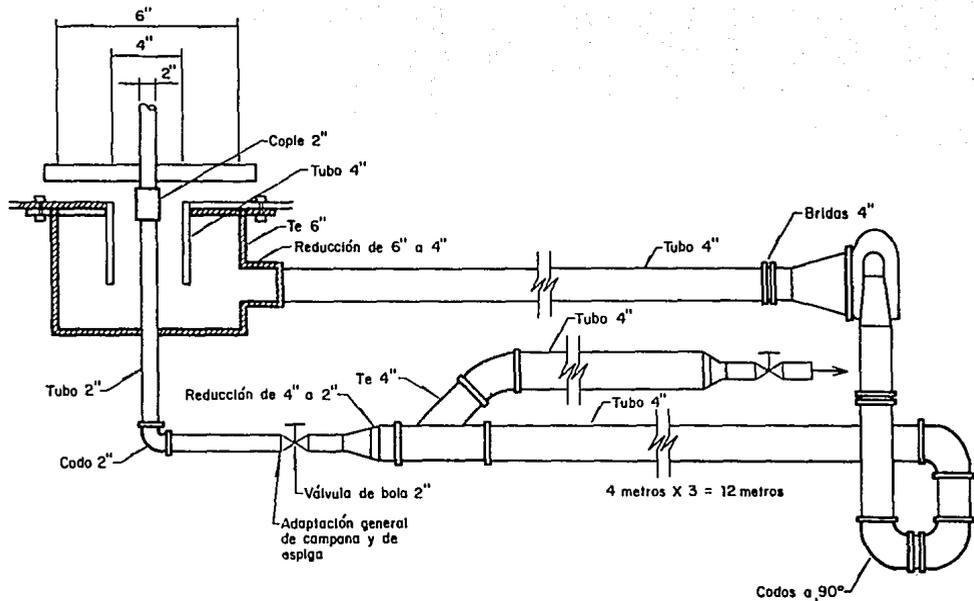


Fig. 2.1 Esquema del modelo del chorro turbulento. Donde se puede apreciar los tubos de descarga y retorno.

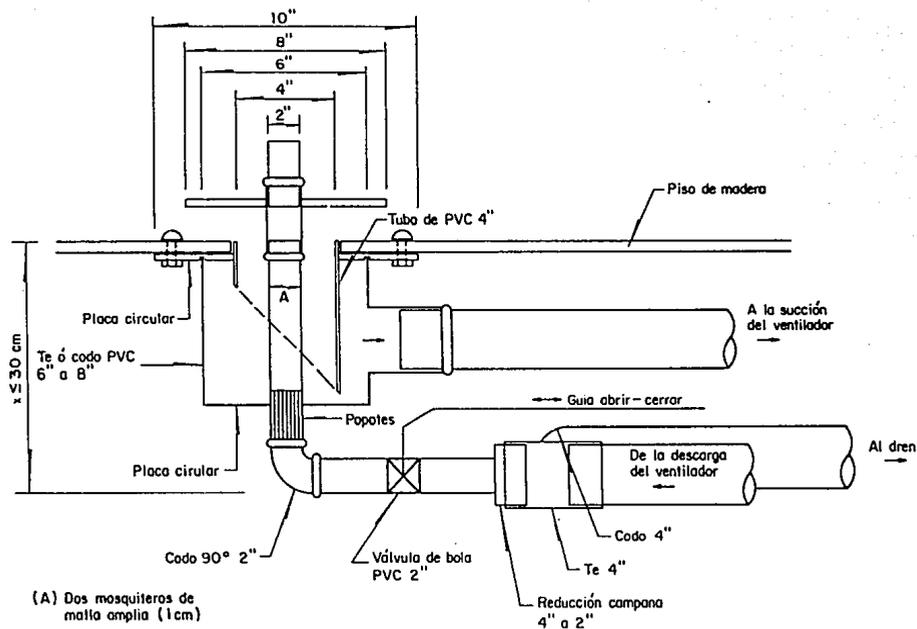


Fig. 2.2 Vista en elevación del modelo del chorro. El piso falso permitió la conducción del aire a la puerta interior del laboratorio.

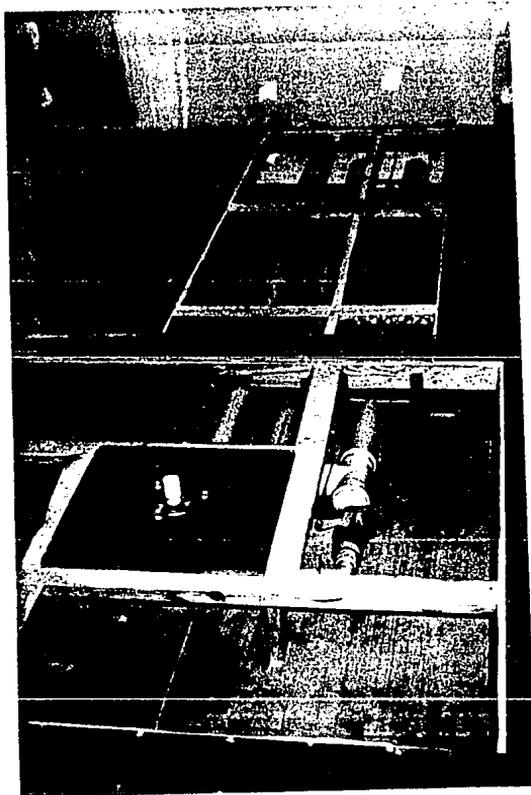


Fig. 2.3 Interior del laboratorio experimental. Se puede apreciar el piso falso, los ductos de control - del flujo de aire y en el centro la descarga -- del chorro.

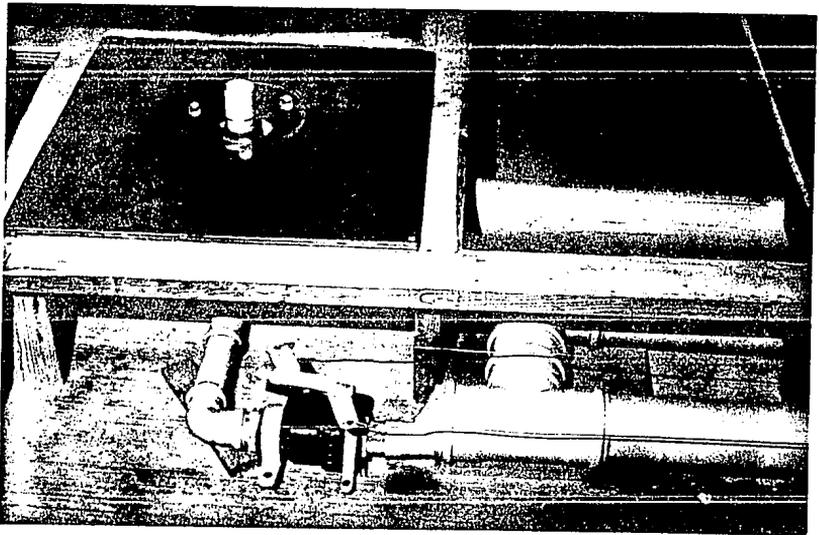


Fig. 2.4 Válvula de control y tubería para el circuito de precalentamiento del aire.

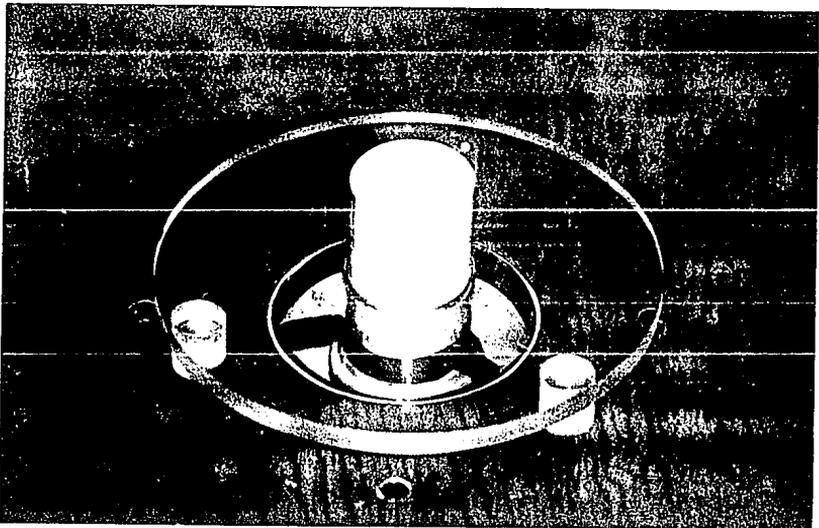


Fig. 2.5 Vista de la descarga del chorro experimental.

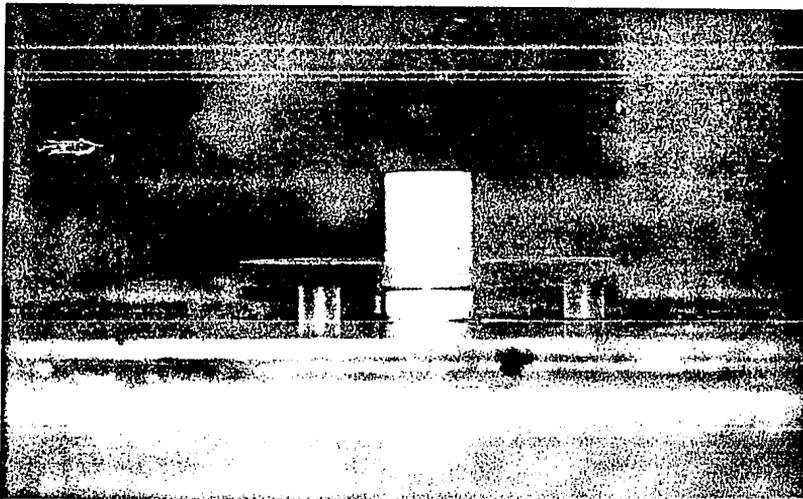


Fig. 2.6 Vista en elevación del modelo. La descarga del chorro es axial por el tubo central. La entrada del aire es radial por debajo del disco.

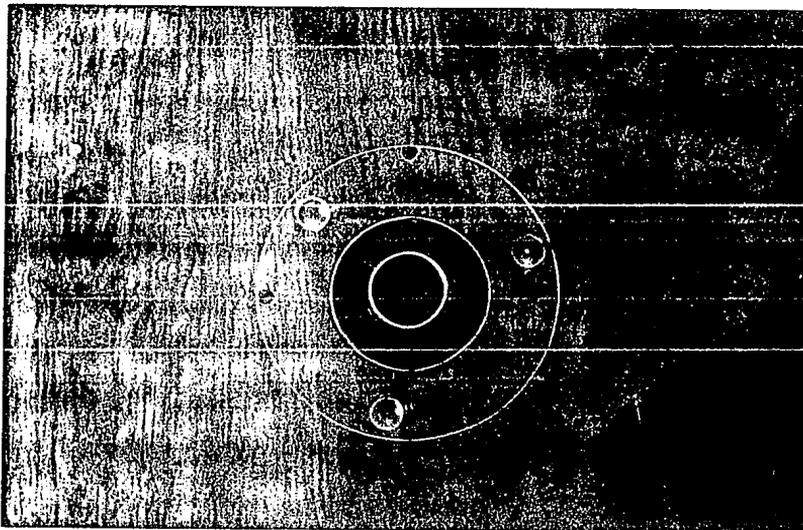


Fig. 2.7 Vista en planta del modelo. La descarga esta en la parte central y el ingreso en la parte anular.

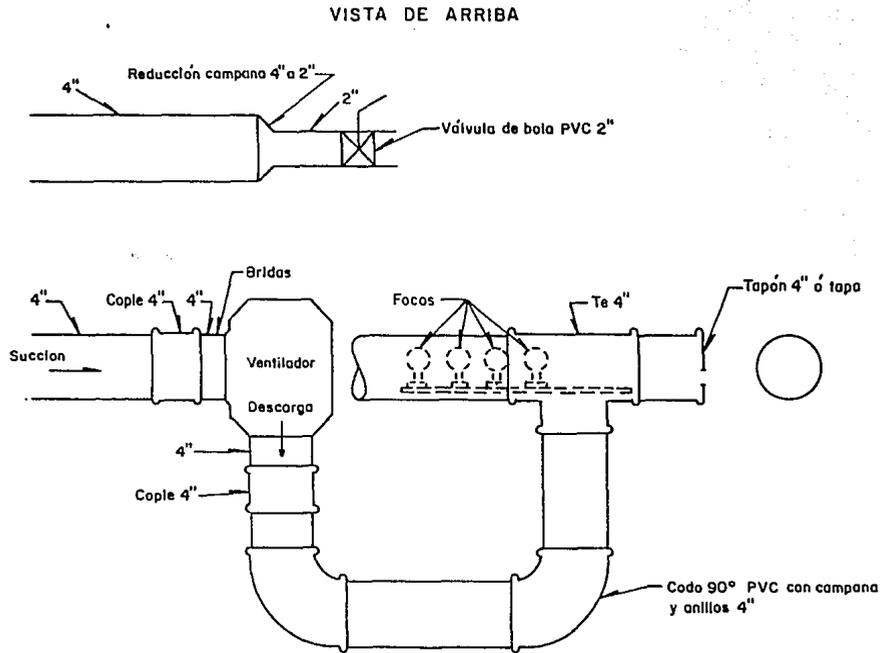


Fig. 2.8 Detalle de la instalación para el calentamiento del aire.

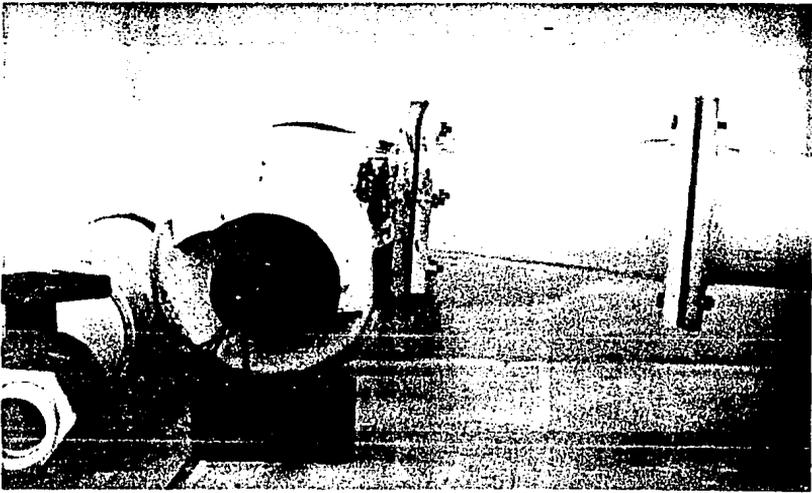


Fig. 2.9 Ventilador que permite los gastos de aire necesarios en el experimento.

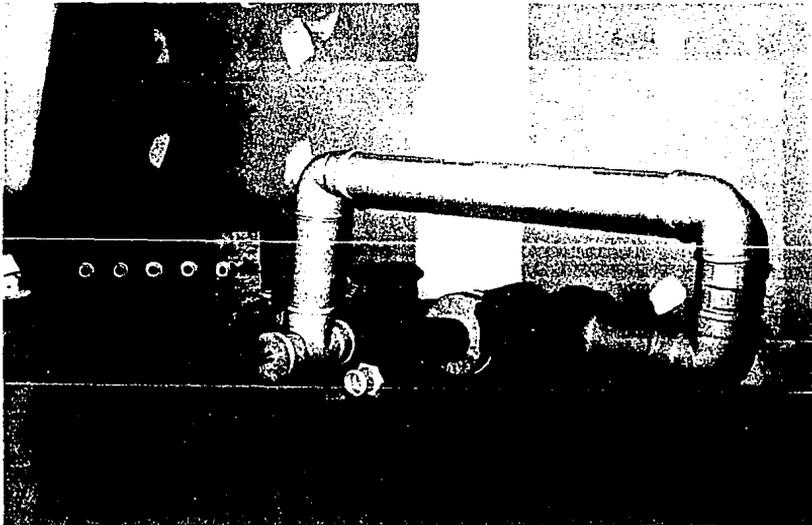


Fig. 2.10 Circuito de aspiración y de descarga del ventilador donde se localiza la zona de calentamiento.

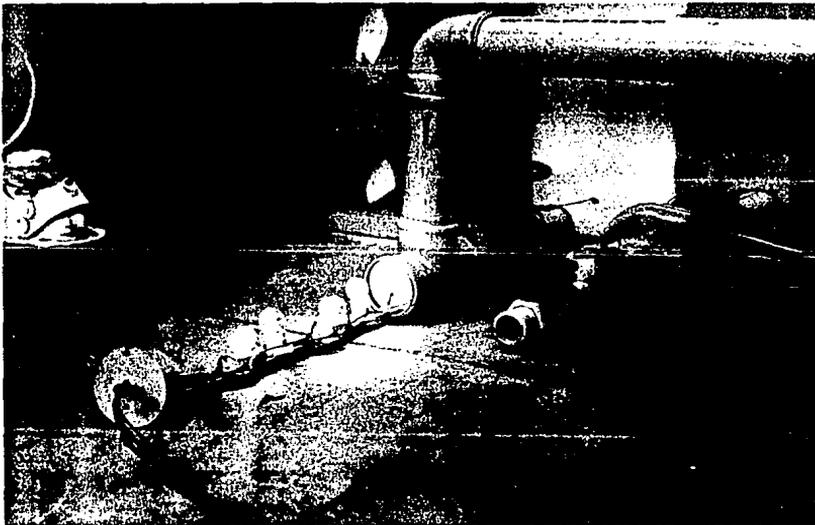
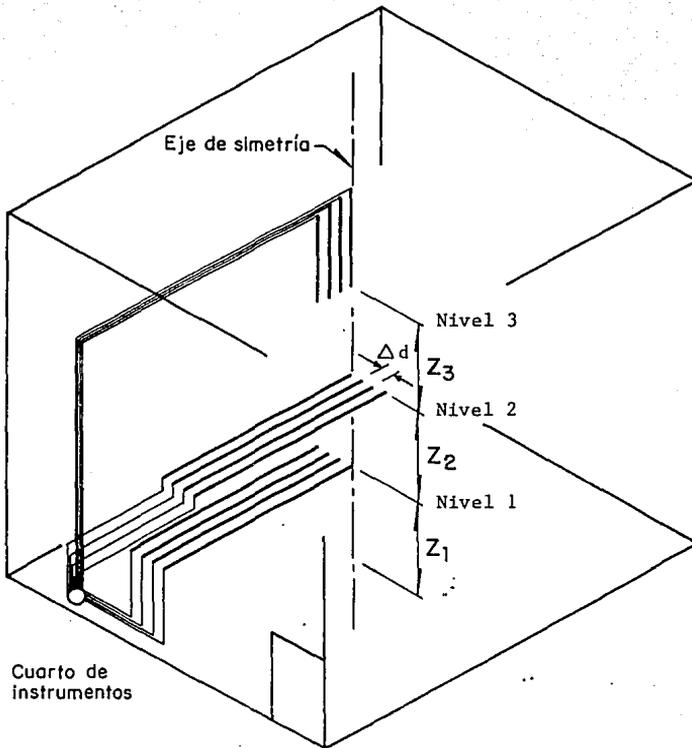


Fig. 2.11 La fuente de energía calorífica consiste de focos colocados en la descarga del ventilador.



Colocación de los termopares

Fig. 2.12 Colocación de los sensores de temperatura en el interior del laboratorio.

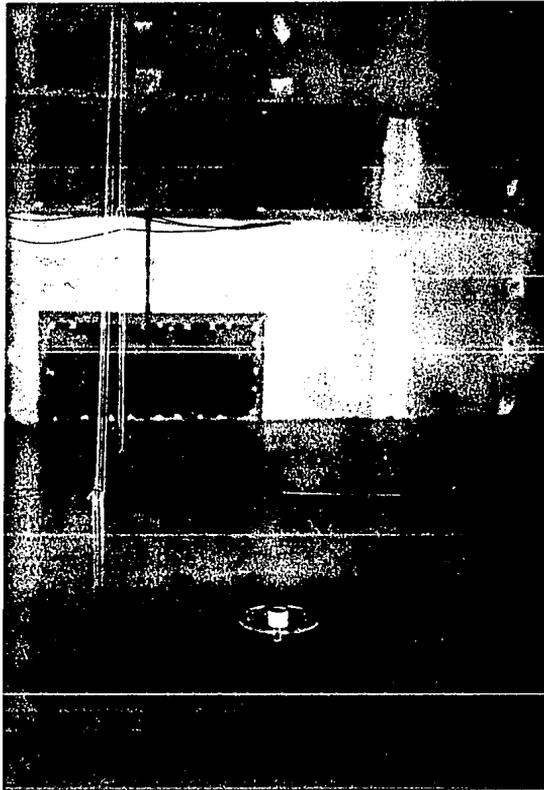


Fig. 2.13 Posición axial y radial de los termopares en los 2 primeros niveles.

Generador de Humo

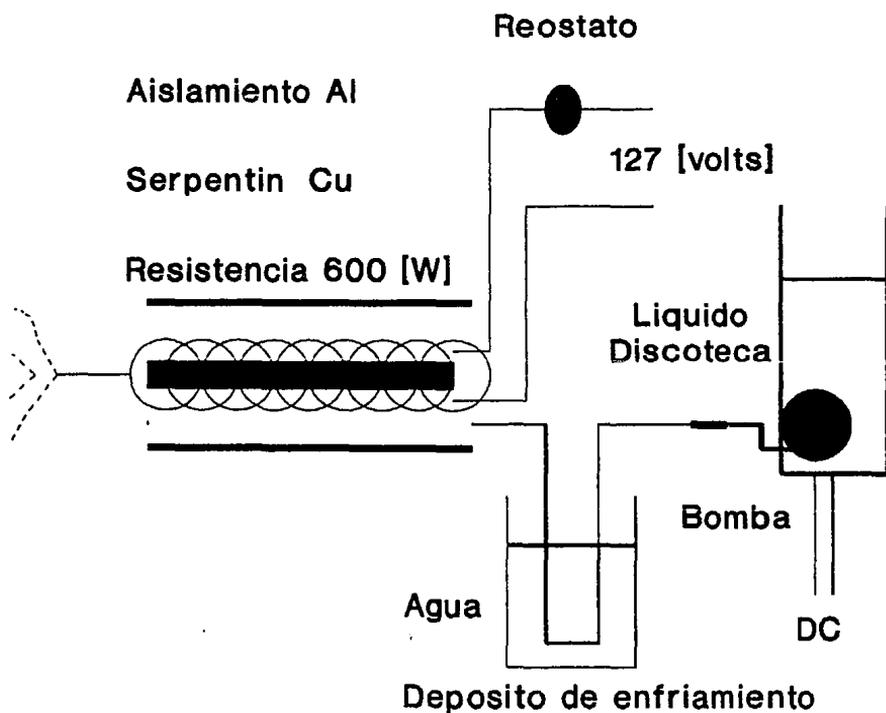


Fig. 2.14 Esquema del sistema de inyección de humo.

Instalacion Generador de Humo

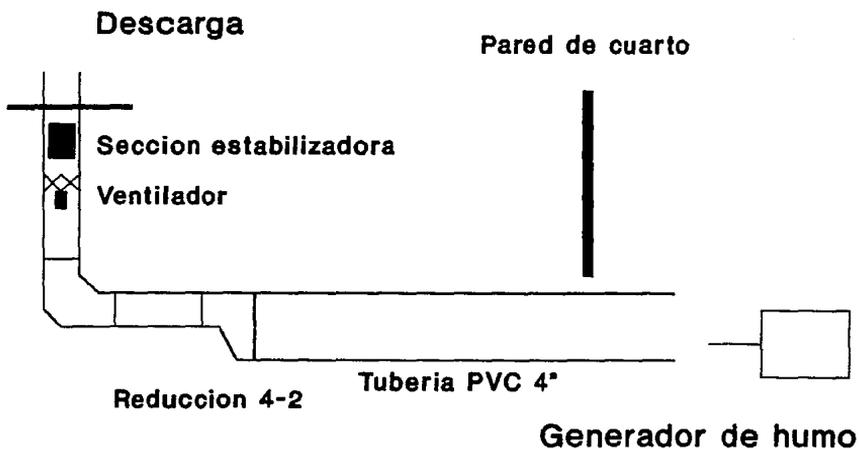


Fig. 2.15 Esquema del sistema de inyección de humo.



Fig. 2.16 Sistema de adquisición de datos que toma lecturas de 16 sensores de temperatura.

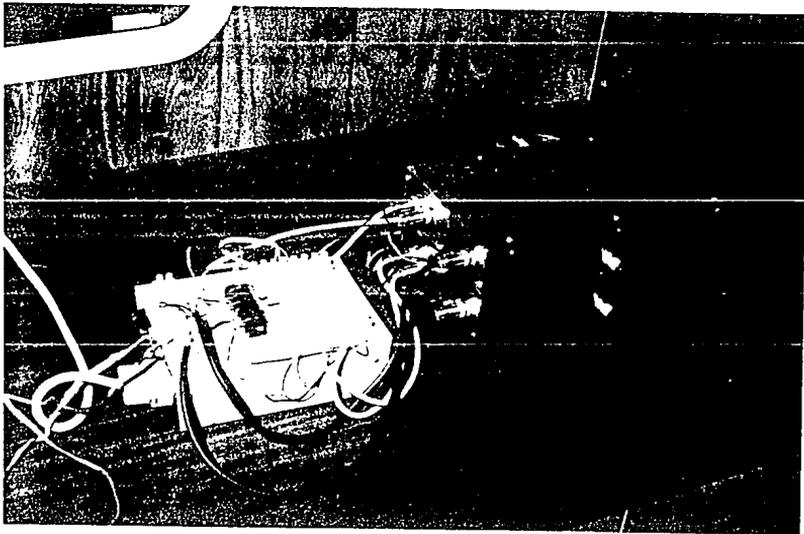


Fig. 2.17 Control del sistema de adquisición de datos de temperatura.

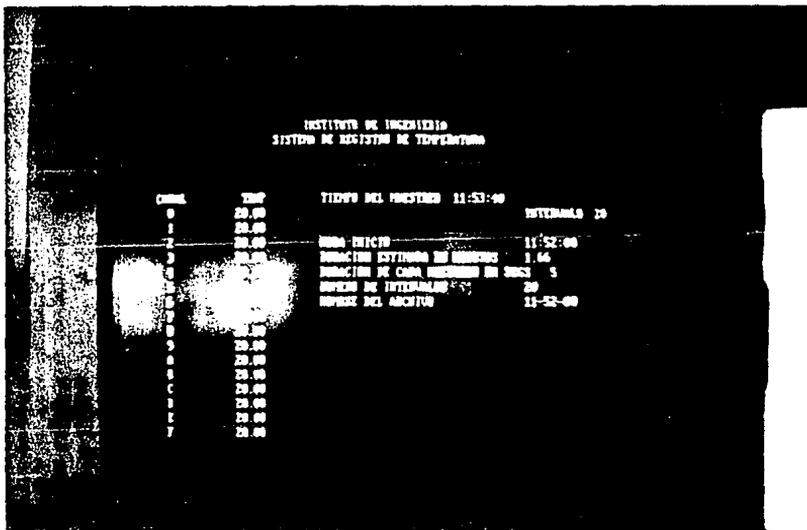


Fig. 2.18 Presentación en pantalla de los registros de temperatura donde cada una es el promedio de 10 lecturas por segundo.

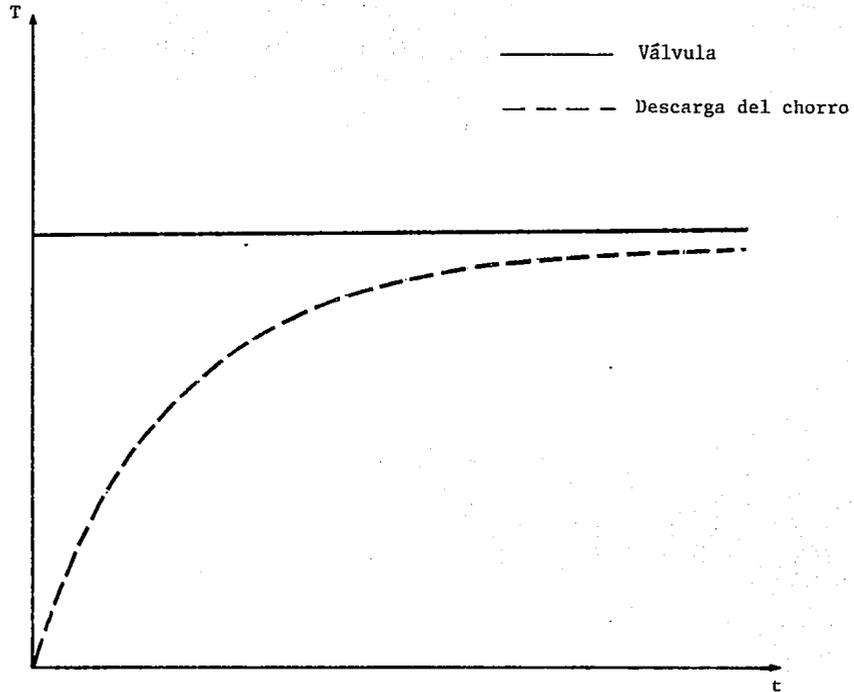


Fig. 2.19 Comportamiento de la temperatura en la descarga del chorro y en la válvula.

3. SIMULACION DEL CHORRO EN EL LABORATORIO

El modelo numérico tiene la versatilidad para simular el fenómeno de la descarga de un chorro a escala del laboratorio. Como las condiciones del experimento están controladas, los resultados que se obtienen en la simulación se pueden comparar efectivamente con las mediciones experimentales para asegurar un alto nivel de confiabilidad en los modelos matemáticos que se integran.

Las pequeñas dimensiones del modelo con respecto a las del laboratorio garantiza que las paredes del mismo no influyen en el fenómeno de la descarga. También la altura del techo es tal que, para los transitorios considerados con las velocidades de salida del chorro, no influye sobre los primeros niveles de medición. Por tal motivo, la geometría adoptada para la simulación es axisimétrica en coordenadas polares (radial r , y axial z), donde $r = 0$ y $z = 0$, se localizan en el centro y en el borde de salida del chorro respectivamente.

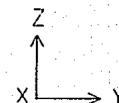
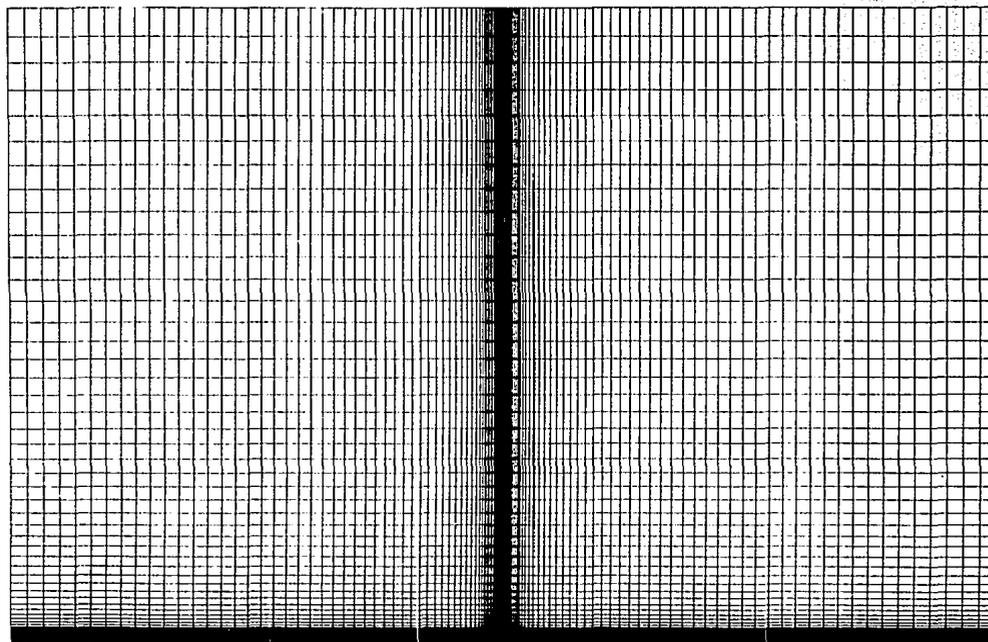
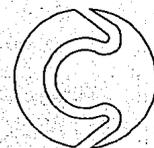
Las condiciones iniciales se consideran para el laboratorio ya que se presenta una estratificación de uno a dos grados en la vertical, y también se consideran condiciones totalmente estáticas para el aire dentro del laboratorio mismo.

La inercia térmica en los ductos de ingreso a la chimenea dificulta efectuar un salto tipo escalón en la temperatura de flujo de aire. Con los datos de temperatura, se aproximó entonces una función logarítmica con un factor de correlación de 0.99, y se codificó para simular la temperatura de salida del chorro, durante 20 minutos.

Para la simulación del dispositivo se consideraron los gastos de los experimentos ya mencionados y son los que corresponden a los gastos mínimo y máximo. Para cada caso se proporcionó al código la estratificación inicial de la experimentación; también se proporcionaron los valores de la temperatura registradas durante los 1200 s de experimentación, correspondientes al termopar a la salida

del chorro. Como condición de frontera para la descarga del chorro se considera la velocidad promedio en la parte baja del mismo.

Para simular la descarga del laboratorio, la malla considerada es de 60 x 60 volúmenes de control, en la fig. 3.1 se aprecia la distribución espacial. Las celdas están distribuidas de tal manera que en las regiones cercanas a la descarga son más finas, esto es debido a que en esta región se presentan los mayores cambios en las propiedades. En la fig. 3.2 se presenta la amplificación de la zona cercana a la descarga.



CHORRO EXPERIMENTAL - ESTADO TRANSITORIO

PHOENICS

Fig. 3.1 Discretización de dominio de las pruebas experimentales.

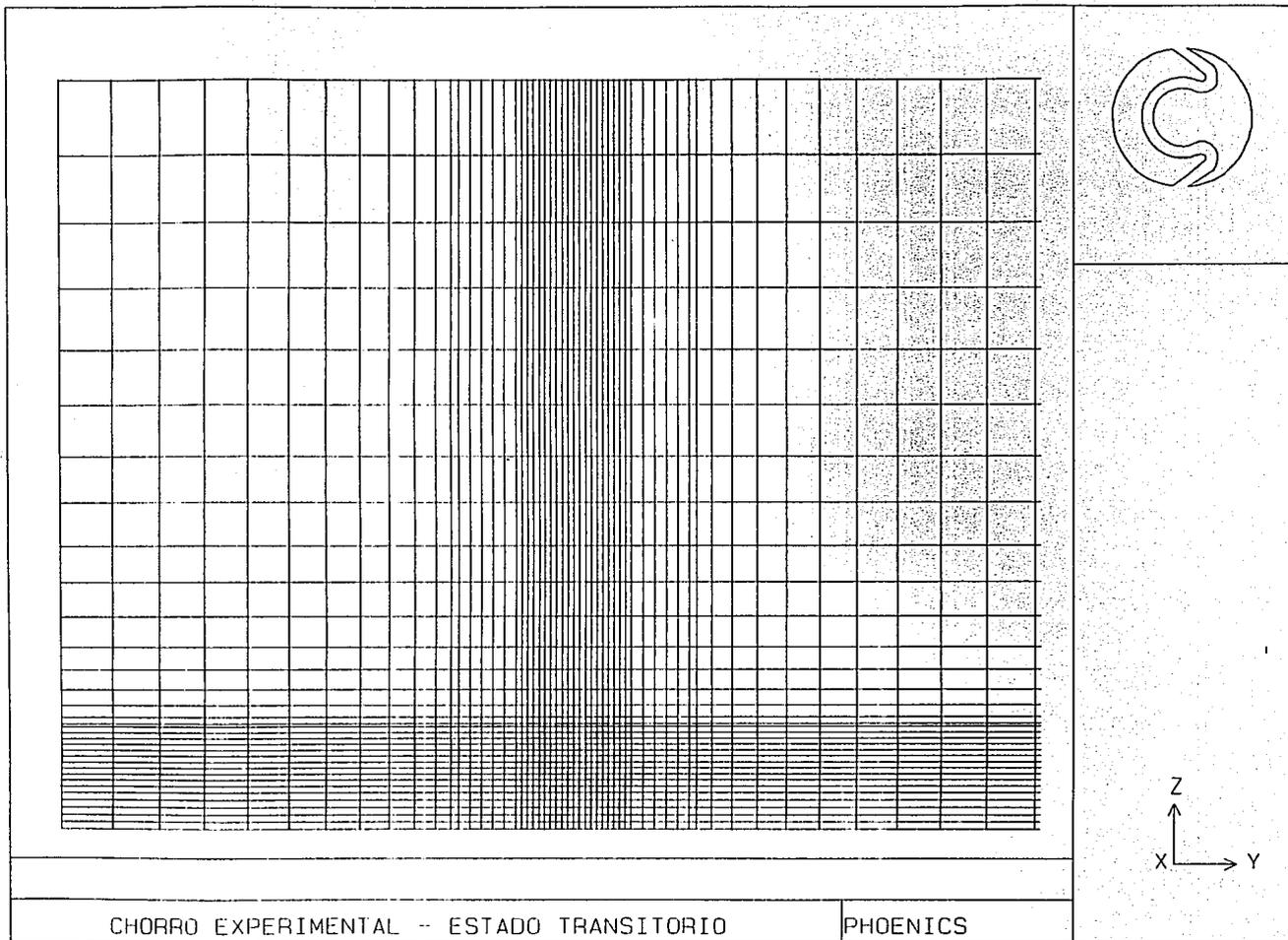


Fig. 3.2 Magnificación de la zona de descarga del chorro en las pruebas experimentales.

4. CORRELACION TEORICO-EXPERIMENTAL

Se presenta una comparación de los datos experimentales que se obtuvieron de medir las temperaturas en las posiciones radiales y axiales del chorro durante un transitorio, y las predicciones numéricas de la simulación del mismo con el código numérico. Asimismo se muestra una comparación cualitativa como resultado de la visualización del fenómeno con humo. Estos resultados indican que los modelos matemáticos que integran el código reproducen aceptablemente el fenómeno asociado a la turbulencia generada por chorros que son descargados en una atmósfera estratificada.

4.1 ANALISIS CUANTITATIVO DE LAS TEMPERATURAS

En esta sección se presentan figuras que muestran vistas en elevación (plano radial-axial) para un tiempo determinado del campo de velocidades y contornos de temperaturas (líneas isotérmicas); además presentan los datos experimentales de temperatura con respecto a la posición axial y radial, también para un tiempo determinado. En todos los casos el tiempo inicia desde el arranque de la prueba, y las condiciones iniciales son de velocidad nula y una distribución lineal de temperatura en la vertical para el medio ambiente.

En la Fig. 4.1 se muestra el campo de velocidades para un tiempo de 10 s y un gasto mínimo. En esta misma figura se puede notar que el flujo que ingresa al modelo para ser calentado no afecta a la descarga bajo estudio. El desarrollo axial del perfil de velocidad concuerda cualitativamente con lo reportado en la literatura en cuanto a la reducción de la velocidad axial máxima, y a la apertura del perfil a lo largo del eje z .

Aunque en el presente capítulo se reportan varias pruebas para tres gastos diferentes, a continuación se muestran los resultados para el mínimo y el máximo de la serie, puesto que las figuras no presentadas tienen un comportamiento similar.

En la fig. 4.2 se muestra para la prueba de gasto mínimo (5.04 l/s) parte del perfil de velocidades para toda la elevación del cuarto experimental a los 5 minutos para ilustrar la magnitud del chorro comparada con la del laboratorio. Se indican los niveles donde están colocados los termopares que miden la variación radial de la temperatura. Los contornos de temperatura muestran el área de influencia del chorro; y se puede apreciar que los cambios significativos en temperatura se miden en los dos primeros niveles.

La fig. 4.3 es un acercamiento (factor de 5) de la figura anterior sobre el entorno del modelo. En la parte superior se nota como el arrastre del aire más frío hacia el eje del chorro tiende a disminuir la temperatura a lo largo de dicho eje. Por ello, los contornos de temperatura adquieren la forma indicada.

La distribución axial de la temperatura para tres tiempos durante el transitorio y gasto mínimo se presentan en la Fig. 4.4. Los símbolos son los datos experimentales y las líneas continuas son la predicción numérica obtenida por el código. Las Fig. 4.5 y 4.6 muestran la variación radial de temperatura en los dos primeros niveles a los 60 s y 120 s, respectivamente. Las letras indican los datos experimentales (E) y las predicciones numéricas (N) y los números adjuntos el nivel de los termopares de acuerdo con lo indicado en la fig. 2.12. En todos los casos se aprecia la buena correlación entre la simulación y los datos experimentales.

La fig. 4.7 muestra el campo de velocidades y contornos de temperatura para el gasto máximo (7.23 l/s) a los 20 s; y la fig. 4.8 para 10 min. La fig. 4.9 presenta la distribución axial para tres tiempos y gasto máximo. Las fig. 4.10 y 4.11 muestran la variación radial de temperatura para los dos primeros niveles a los 60 s y 120 s y gasto máximo, respectivamente. La simbología es la misma que para las fig. 4.5 y 4.6.

Como puede notarse, los datos de los sensores del nivel 3 no fueron presentados, esto se debe a que sus mediciones no se encontraban

dentro de un rango de precisión aceptable, esto puede ser apreciado en las fig. 4.4 y 4.9.

En todos los casos se puede apreciar la buena correlación entre la simulación y los datos experimentales. Las máximas diferencias encontradas en estas pruebas son menores al 5 % en promedio.

4.2 ANALISIS CUALITATIVO DEL FENOMENO

Los resultados son mostrados para los gastos máximo y mínimo de las pruebas, debido a que en éstas se presenta un mayor contraste. Los efectos inducidos por los gastos intermedios son graduales entre estos dos gastos.

La fig. 4.12 muestra el comportamiento del chorro para el gasto pequeño de aire. Inicialmente el humo no adquiere su temperatura de estado permanente, por lo que este es relativamente "pesado", y se observa en el anillo concéntrico que se va desplazando radialmente sobre el suelo.

En la fig. 4.13, se muestra el resultado de la visualización para el gasto máximo del chorro. En esta figura se puede apreciar el cono que delimita la frontera del chorro así como las estructuras turbulentas en la frontera del mismo, las cuales demuestran el arrastre del aire ambiente circundante (efecto llamado de "penetración"). La fig. 4.14 presenta un acercamiento de la zona cercana al borde de salida para tener una mejor apreciación de la interacción turbulenta del chorro con la atmósfera. En las Fig. 4.15 y 4.16, se aprecia la evolución en el tiempo del chorro.

La misma estructura cónica de la descarga del chorro visualizada en el laboratorio usando la técnica de humo es presentada por las predicciones numéricas ilustradas anteriormente. Por lo que, es el mismo patrón de flujo el presentado en la simulación y en la visualización del fenómeno. Además, la visualización muestra que la estructura coherente y estable del chorro, y la altura del mismo

depende del gasto de aire.

Adicionalmente, en estas pruebas de visualización se intentó darle un efecto de giro al chorro. En las fig. 4.17 y 4.18, se nota al chorro con vorticidad inducida para el gasto mínimo y máximo. La fig. 2.19 presenta un acercamiento de la descarga del chorro con giro y con gasto máximo para notar con mayor claridad las estructuras turbulentas en la frontera del chorro con giro. De las 3 figuras anteriores se establece cualitativamente que el giro adicional al chorro adquiere una mayor dispersión radial con respecto al chorro lineal y por lo tanto se reduce la elevación del mismo al medio ambiente. Por lo que ésto implica un mecanismo de disipación de energía mecánica adicional que no se tiene con el chorro lineal.

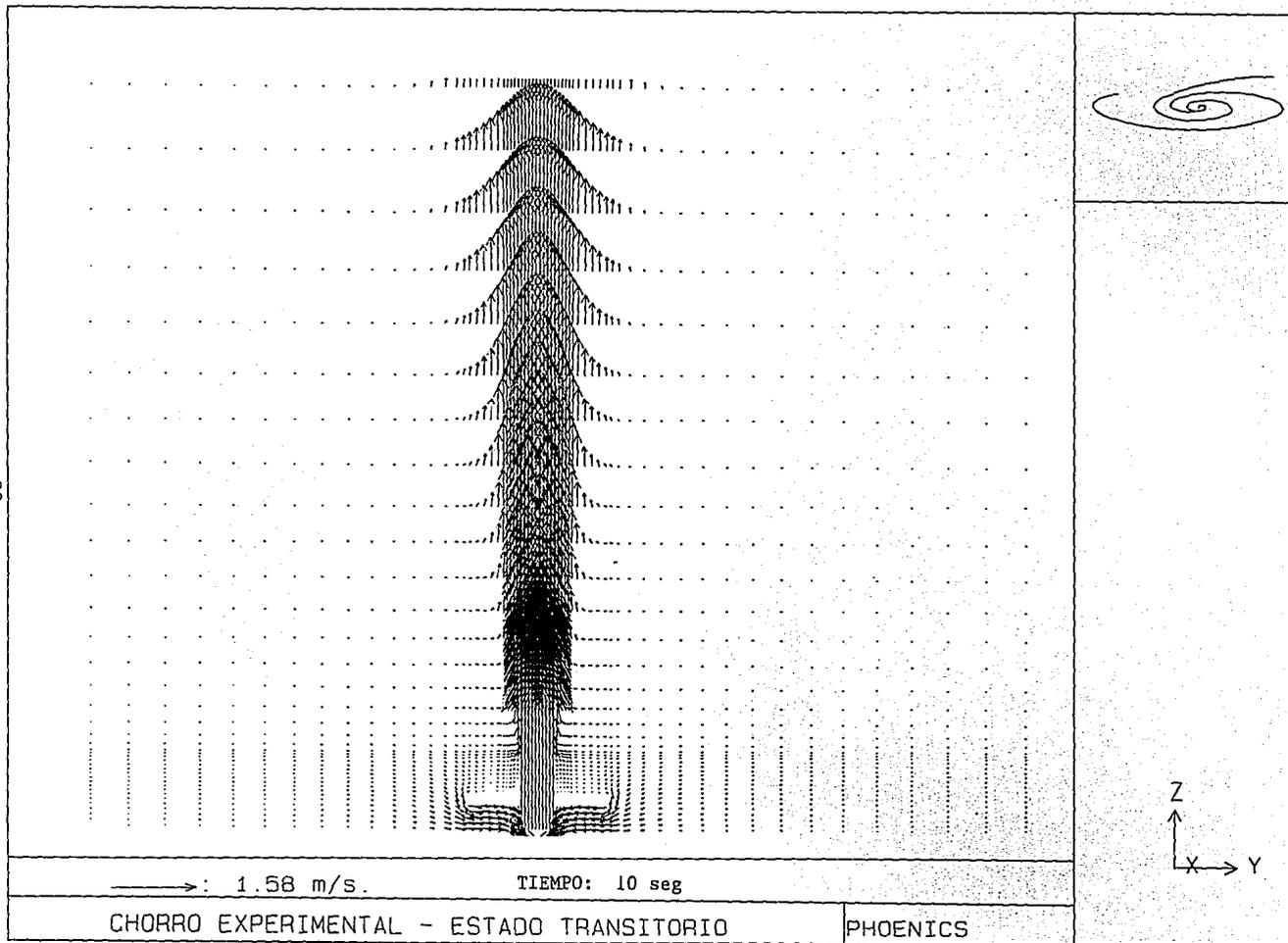
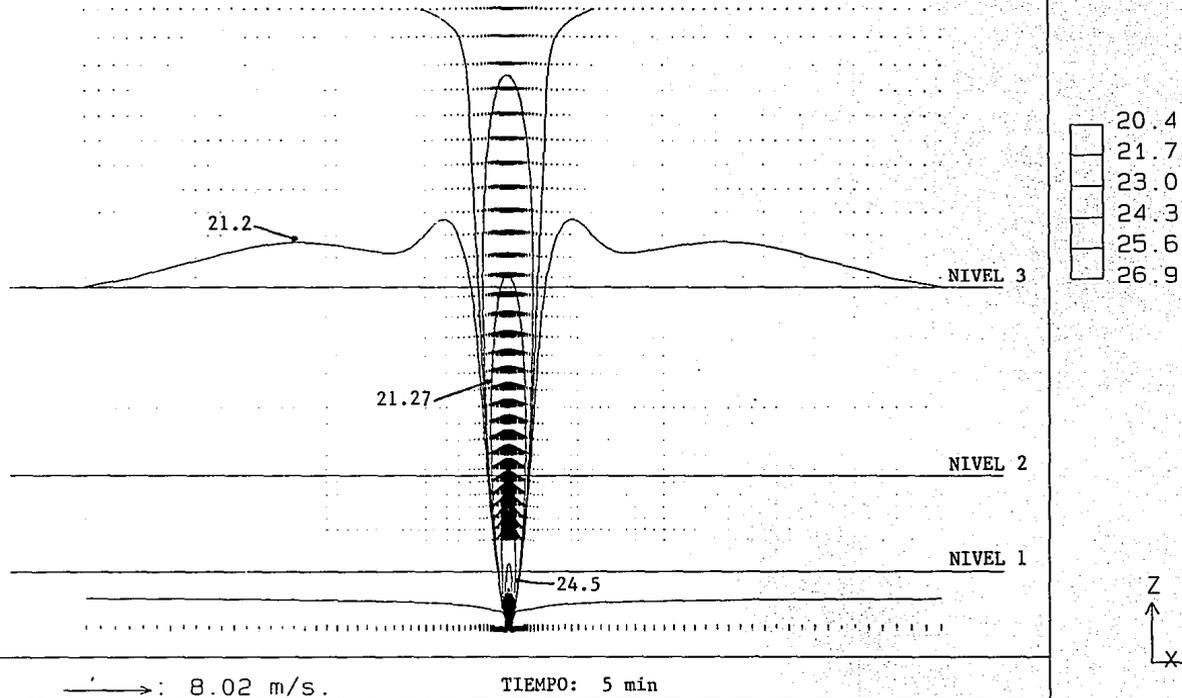


Fig. 4.1 Perfiles de flujo en la zona cercana a la descarga del chorro, $\dot{Q}=5.04$ l/s.



CHORRO EXPERIMENTAL - ESTADO TRANSITORIO

PHOENICS

Fig. 4.2 Isotermas y distribución de velocidades, $\dot{Q}=5.04$ l/s.

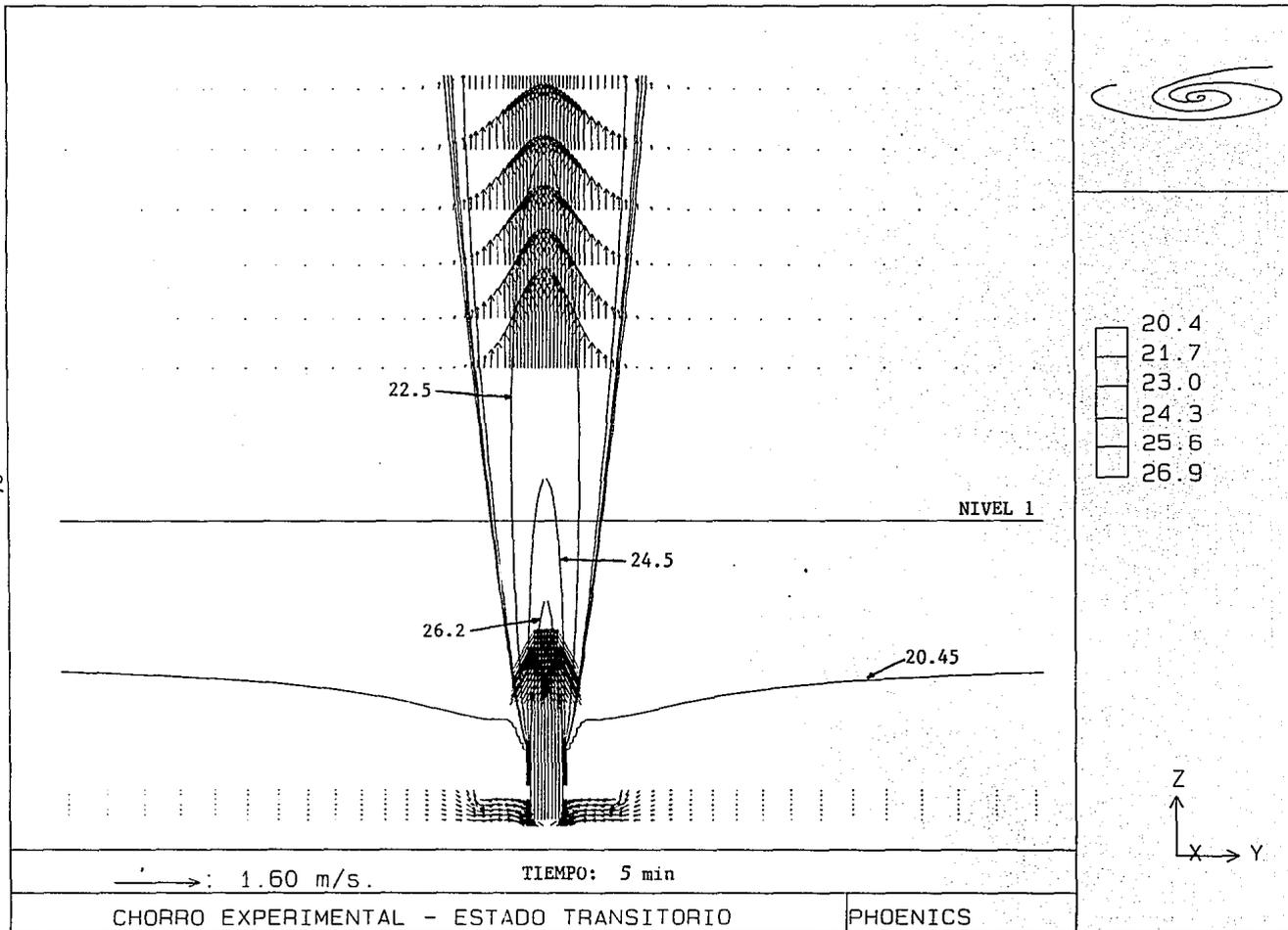


Fig. 4.3 Amplificación de la zona de descarga del chorro mostrando isotermas y vectores de velocidad, $Q=5.04$ l/s

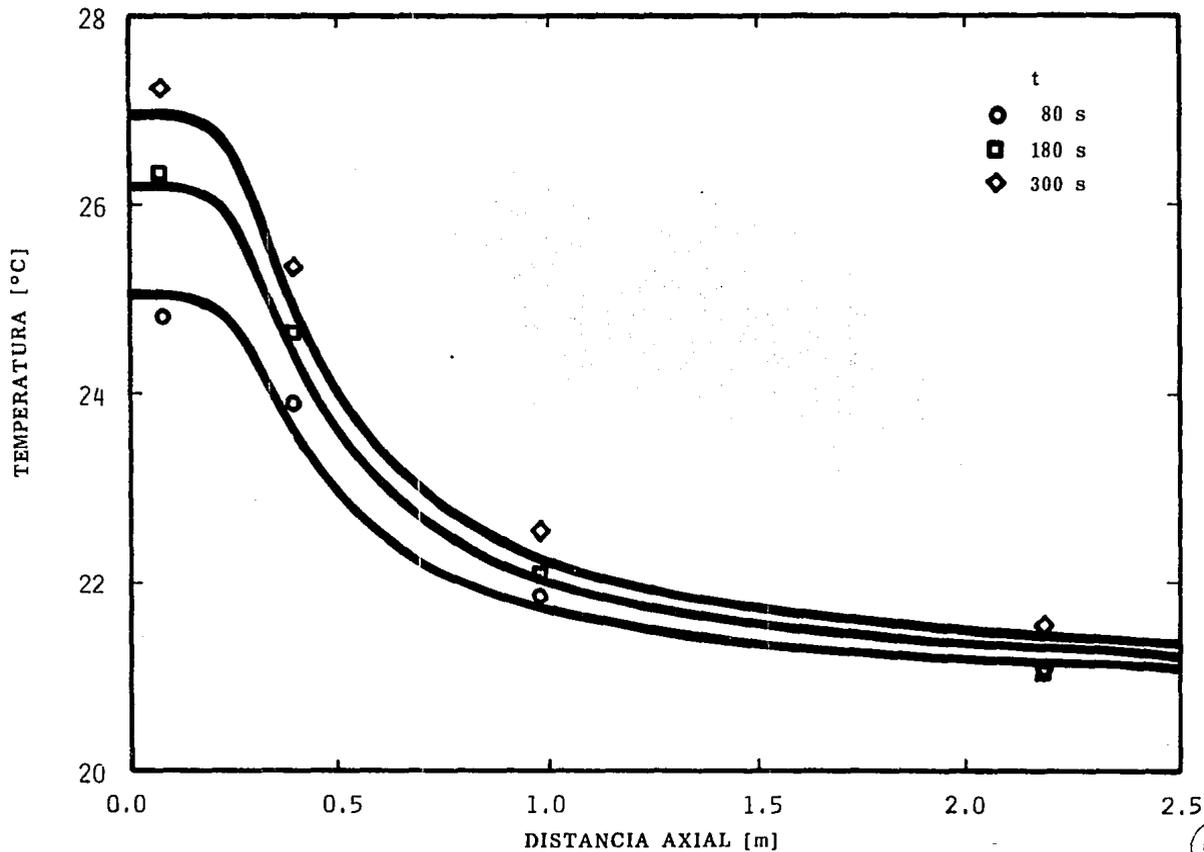


Fig. 4.4 Distribución axial de temperaturas en el eje del chorro para $\dot{Q}=5.04$ l/s.



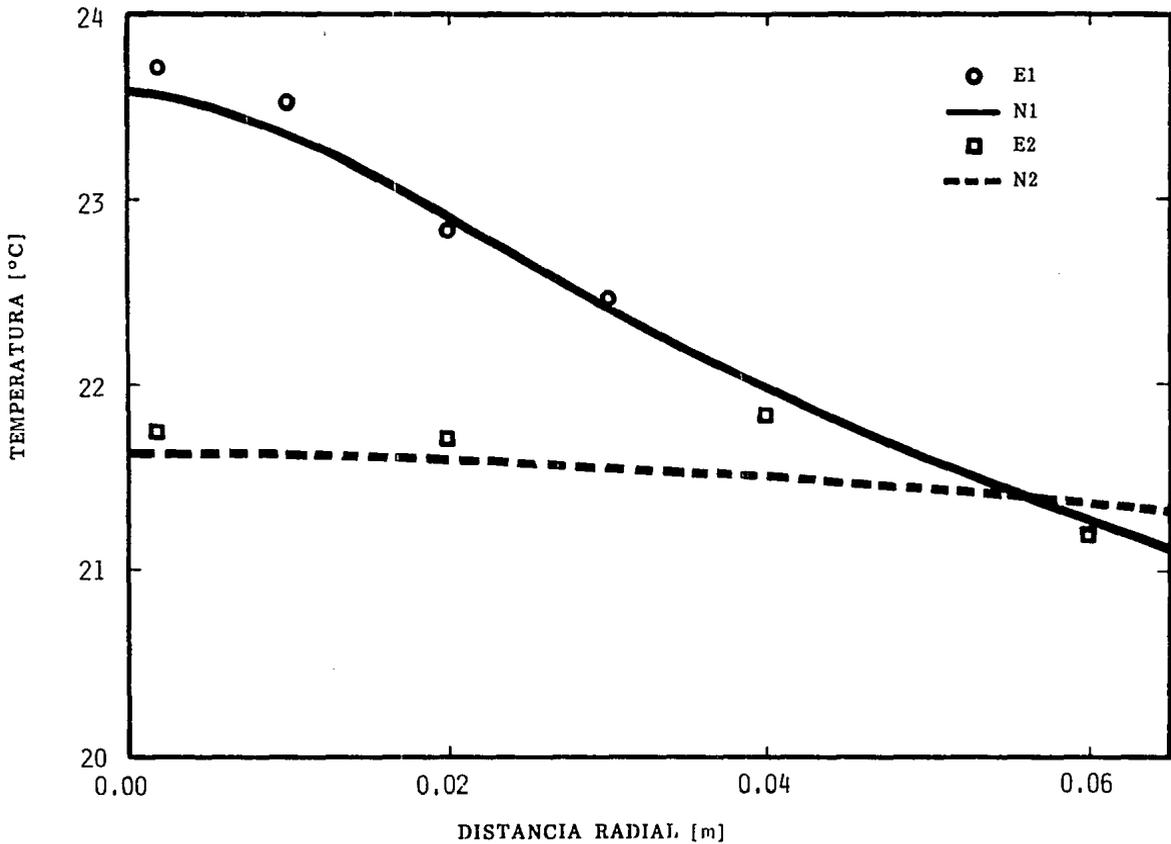


Fig. 4.5 Distribución radial de temperaturas en los niveles Z1 y Z2 para $t=60$ s y $\dot{Q}=5.04$ l/s.



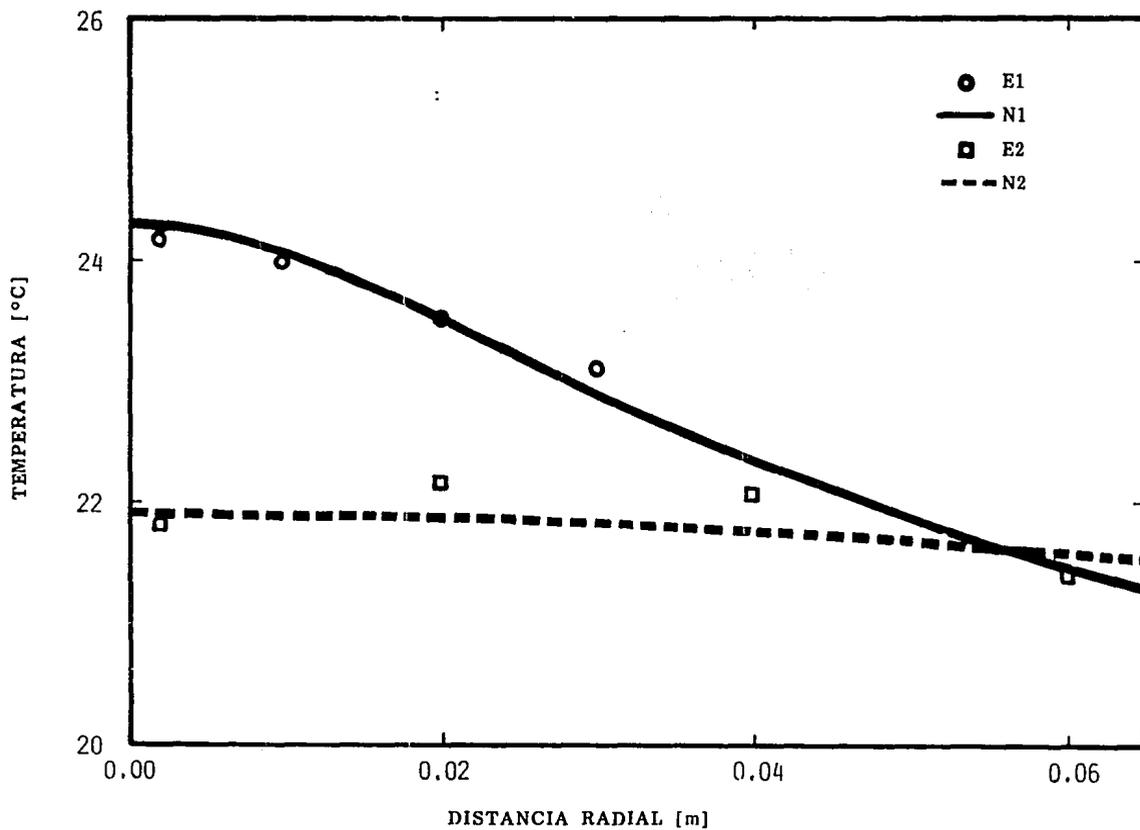


Fig. 4.6 Distribución radial de temperaturas en los niveles Z1 y Z2 para $t=120$ s y $Q=5.04$ l/s.



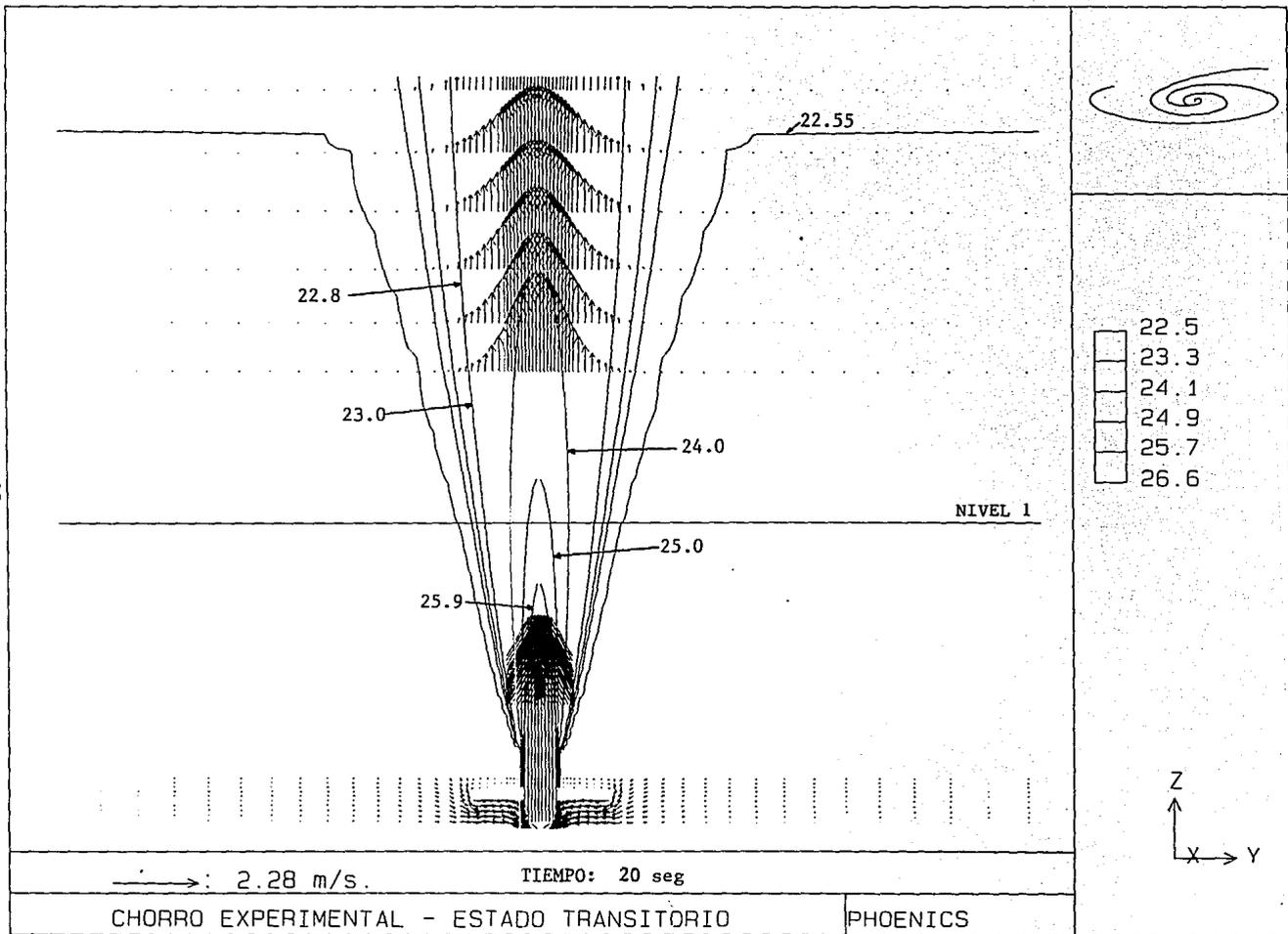
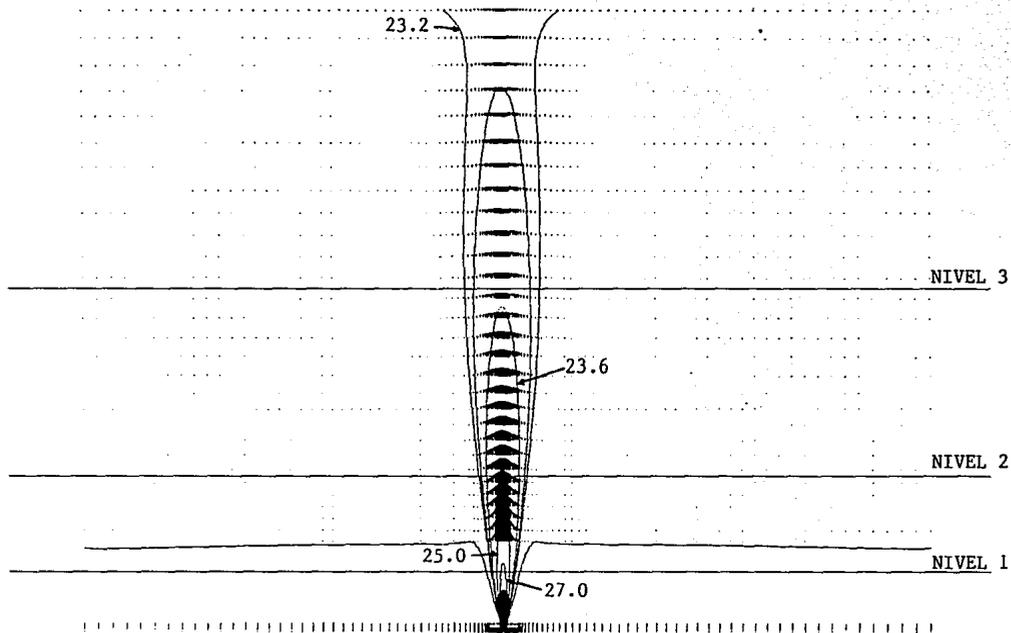


Fig. 4.7 Isothermas y perfiles de flujo en la descarga del chorro, $\dot{Q}=7.23$ l/s.



→ : 11.45 m/s.

TIEMPO: 10 min

CHORRO EXPERIMENTAL - ESTADO TRANSITORIO

PHOENICS

Fig. 4.8 Isotermas y perfiles de flujo en el chorro, $\dot{Q}=7.23$ l/s.

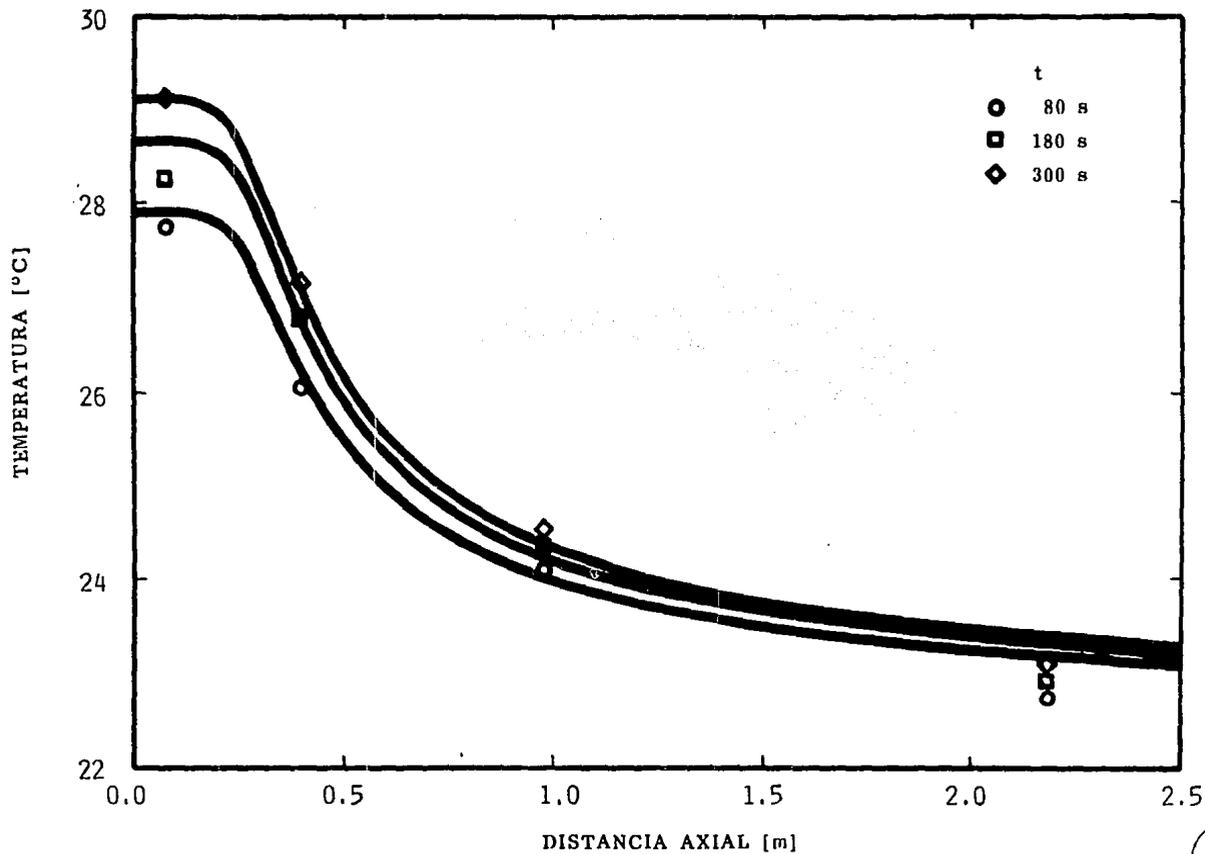


Fig. 4.9 Distribución axial de temperaturas en el eje del chorro para $\dot{Q}=7.23$ l/s.



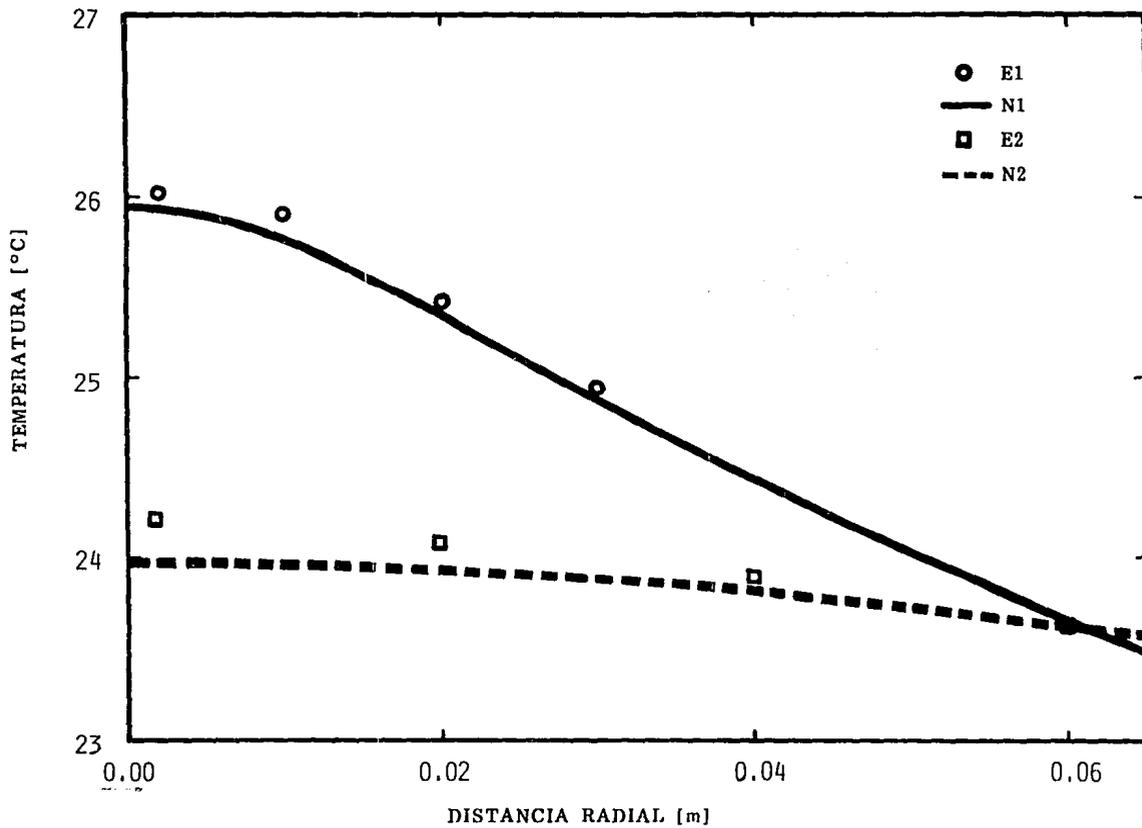


Fig. 4.10 Distribución radial de temperaturas en los niveles Z1 y Z2 para $t=60$ s y $\dot{Q}=7.23$ l/s.

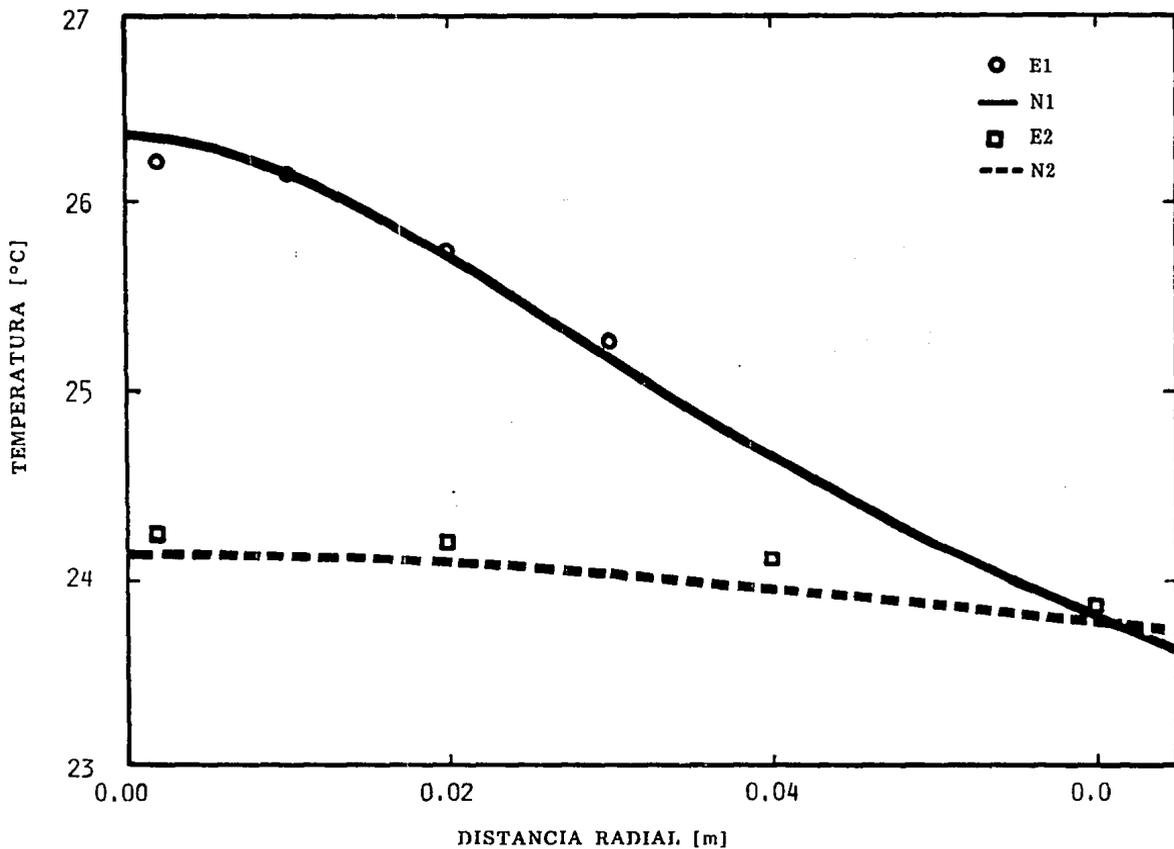


Fig. 4.11 Distribución radial de temperaturas en los niveles Z1 y Z2 para $t=120$ s y $\dot{Q}=7.23$ l/s.

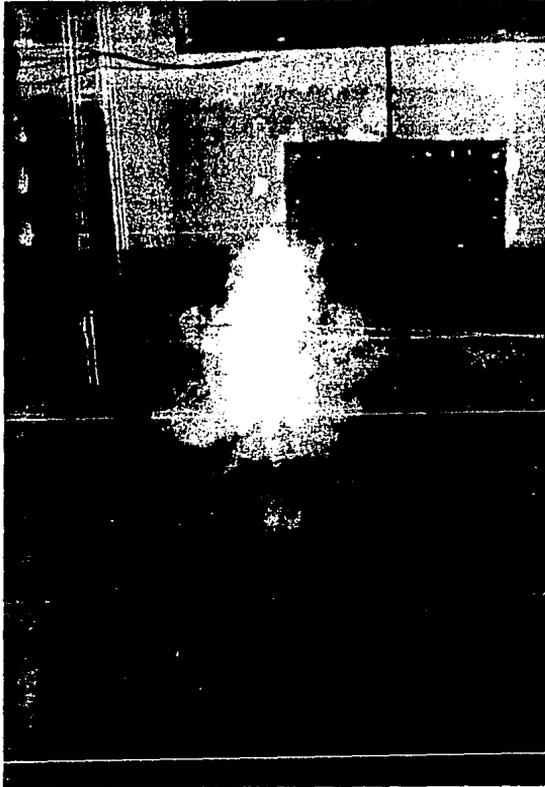


Fig. 4.12 Elevación del chorro lineal a un minuto de iniciado el experimento con gasto mínimo.



Fig. 4.13 Elevación del chorro lineal
con gasto máximo.

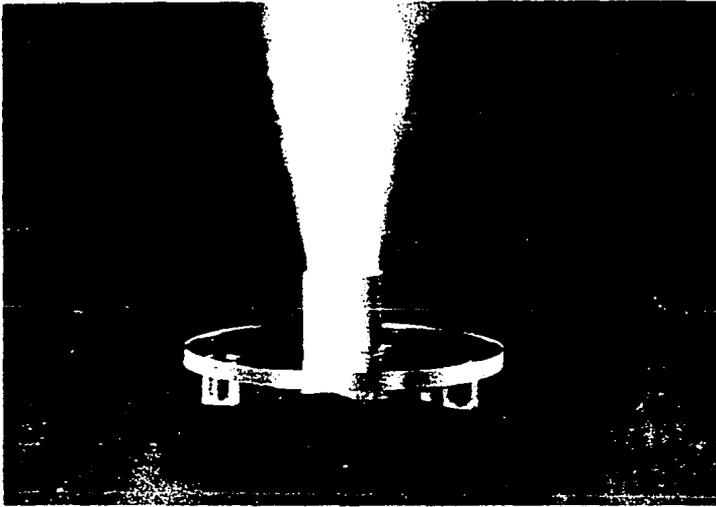


Fig. 4.14 Acercamiento de la salida del chorro lineal con gasto máximo.

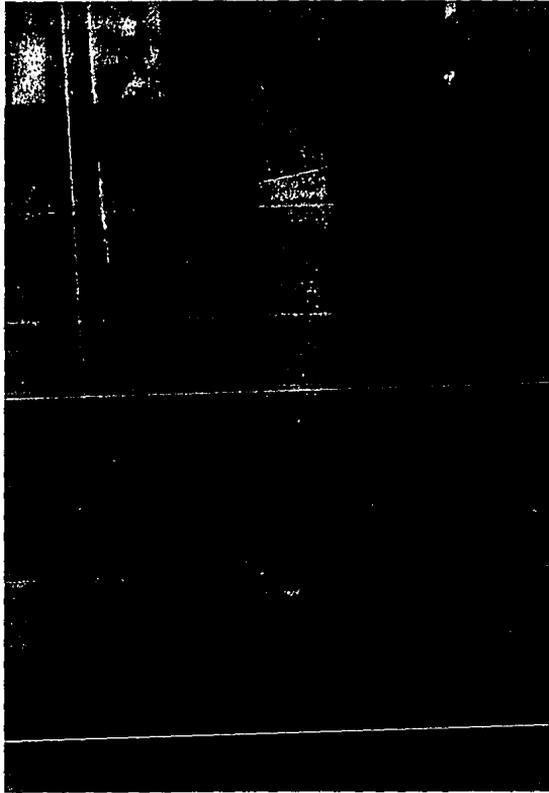


Fig. 4.15 Elevación del chorro lineal al iniciar el experimento con gasto máximo.

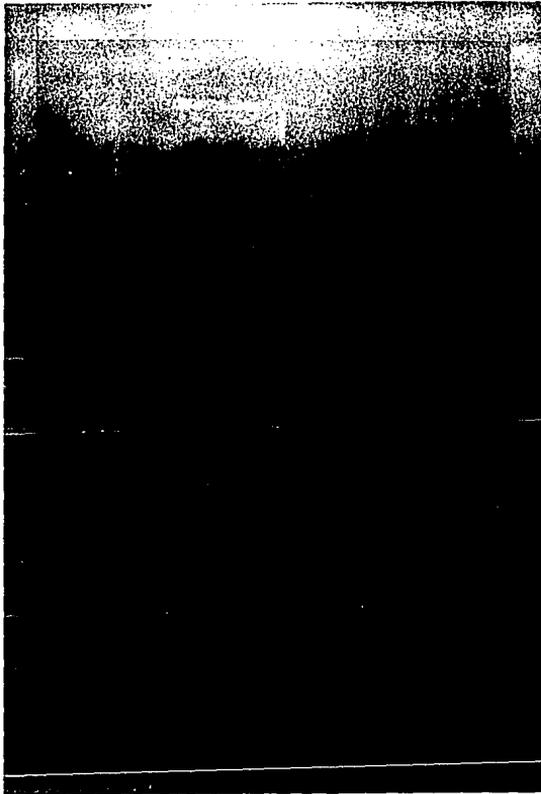


Fig. 4.16 Elevación del chorro lineal a 5 minutos de iniciado el experimento con gasto máximo.

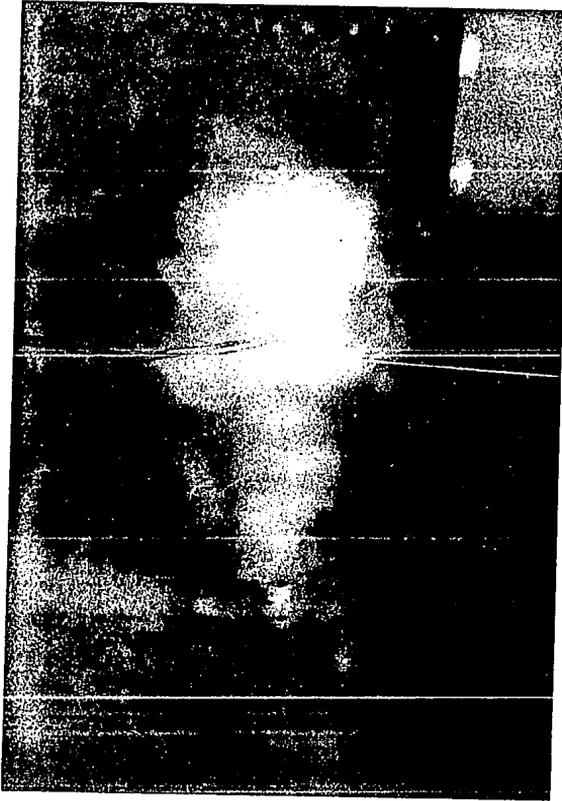


Fig. 4.17 Elevación del chorro con giro al
iniciar el experimento con gasto
mínimo.

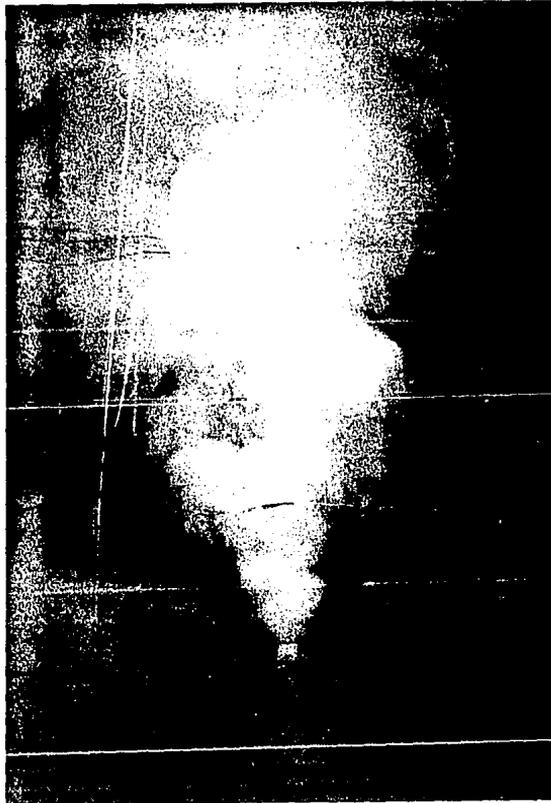


Fig. 4.18 Elevación del chorro con giro
y con gasto máximo.

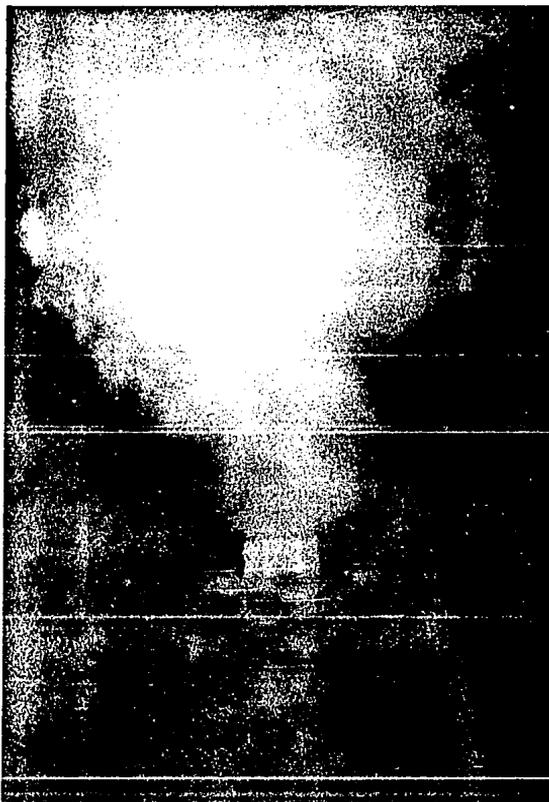


Fig. 4.19 Acercamiento de la salida del chorro
con giro y con gasto máximo.

5. CONCLUSIONES Y RECOMENDACIONES

El modelo numérico mostró que tiene la versatilidad para simular la evolución espacio temporal de la descarga de un chorro en un medio estratificado a la escala del laboratorio.

Los modelos matemáticos que simulan el comportamiento del chorro en las condiciones controladas del laboratorio arrojan resultados que están dentro del rango de precisión. De hecho, la banda del ajuste entre los datos experimentales y las predicciones indican que los modelos de turbulencia $k-\epsilon$ que integran el código son adecuados para representar el fenómeno, teniendo resultados que están dentro de un margen de error menor al 5%, lo cual resulta en un muy aceptable grado de confiabilidad.

La comparación entre el patrón de flujo de la visualización y el que se obtiene con el modelo numérico, muestran que se reproduce adecuadamente el fenómeno físico. La dispersión radial y el cono que delimita la frontera del chorro señalan por supuesto que el modelo numérico es capaz de reproducir tal fenómeno.

La forma gaussiana de los perfiles de velocidad y temperatura en la dirección radial son similares a los reportados en la literatura, por lo que también se demuestra que el modelo numérico es capaz de reproducir el fenómeno de arrastre (*entrainment*).

Las diferencias resultan básicamente del hecho de considerar la velocidad promedio en la frontera de la descarga del chorro para las simulaciones, la asimetría presentada en la misma debido a la cercanía de un codo de la propia instalación así como también de la precisión de los instrumentos de medición.

El modelo matemático demuestra un alto grado de confiabilidad en la simulación de flujo de chorros. Además, su uso representa la ventaja de costo y tiempo en el estudio de este tipo de flujos libres sobre

otros métodos de análisis.

La aportación de este trabajo en el análisis de este fenómeno representa básicamente el estudio transitorio de las características del mismo para validar los modelos matemáticos del código numérico PHOENICS. Ésto ha permitido la extrapolación a las escalas consideradas en las descargas atmosféricas de chimeneas dentro de la capa límite atmosférica, para analizar las opciones costo-beneficio de los diseños de ingeniería.

Comparaciones realizadas entre datos experimentales [Briggs (1971)] y predicciones numéricas de las alturas alcanzadas por descargas atmosféricas de chimeneas empleando tanto la aproximación de Boussinesq como la ley de gas ideal demuestran que la aproximación de Boussinesq puede ser usada con una precisión bastante aceptable incluso hasta cuando el fluido descargado a la atmósfera es 100% más ligero que el de la atmósfera. Si la densidad del fluido es todavía menor, entonces el uso de esta aproximación no puede asegurar resultados confiables, y por lo tanto se tendría que considerar la densidad como una variable más y en el sistema de ecuaciones la ecuación de gas ideal para poder cerrar el sistema.

Una de las principales ventajas que se tienen por parte del método numérico es la simulación del efecto de un conjunto de chorros en la atmósfera, cosa que con el método analítico se vuelve en extremo complicada. Además de que permite mostrar un panorama más detallado del problema en las zonas que se juzguen de interés primordial por su afectación sobre los factores de emisión permitidos.

El modelo matemático que se ha implantado en el código numérico para describir el comportamiento de chorros que se descargan a una atmósfera estable es de carácter general. Esto es, la formulación sólo requiere definir las dimensiones adecuadas y las condiciones de frontera e iniciales para simular tal flujo tanto en un modelo como en un prototipo. Por lo que, dada la versatilidad del modelo, éste puede permitir la simulación del chorro bajo diferentes condiciones tanto

para el mismo como para la atmósfera, así como permitir predecir la interacción atmósfera-chorro-topografía compleja. Así, este modelo puede extrapolarse para analizar otros problemas de interés común, e.g. descargas de agua en embalses, lagos, etc., siempre y cuando los cambios en la densidad del chorro no sean considerables, la velocidad del chorro no sea muy grande y la estratificación atmosférica sea moderada, ya que ésta influye de manera importante en el comportamiento del flujo.

Quando se trata de una pluma de aire descargando en un medio ambiente líquido como ocurre en la aireación de embalses, también se puede presentar una extrapolación dado que se tiene un patrón de flujo semejante al del problema analizado. Nada más que en este análisis la aproximación de Boussinesq ya no puede ser aplicable y se debe de utilizar necesariamente la ecuación de gas ideal. Cabe mencionar que el comportamiento es semejante al presentado por el chorro en el análisis anterior, siempre y cuando el número de Weber sea pequeño (<100) [Wilkinson (1979)], ya que la tensión superficial juega un papel importante en este fenómeno.

Es importante mencionar que para cualquier extrapolación del modelo a flujos de naturaleza semejante, la comparación con datos experimentales es requerida, ya que parámetros físicos no considerados en el mismo pueden influir de manera significativa en el comportamiento del flujo.

Los términos adicionales de las fuentes y sumideros que representan las fuerzas de flotación en el modelo de turbulencia k - ϵ no son consideradas, por lo que ésta es una de las limitaciones del modelo. Los términos de producción-destrucción de la turbulencia por flotación representan un intercambio entre la energía cinética turbulenta y la energía potencial. Para el caso de la descarga vertical de un fluido dentro de una atmósfera con estratificación estable, el término es negativo y por lo tanto, la energía cinética turbulenta, k , decrece y la turbulencia es disipada mientras se incrementa la energía potencial. En el caso de una atmósfera con estratificación inestable,

la energía cinética es producida a expensas de la energía potencial. En el análisis realizado la diferencia de densidades entre el chorro y la atmósfera es menos del 5%, por lo que estos términos se pueden considerar despreciables. Esa afirmación queda demostrada al comparar las predicciones numéricas con los datos experimentales.

Las constantes del modelo de turbulencia expresadas anteriormente no se pueden considerar como constantes universales, por lo que Rodi (1972) propone para chorros axisimétricos relaciones funcionales para las constantes C_{μ} y C_{2c} .

Para cuantificar la influencia de estos términos se sugiere realizar un estudio en el que se involucre tales consideraciones y se comparen las predicciones con los presentes resultados.

REFERENCIAS

- Abraham, G. (1972). Jets and Plumes issuing into stratified Fluid, Proceedings of the IAHR International Symposium On Stratified Flows. Novorsibirsk U.S.S.R., August 29-31.
- Briggs, G.A. (1971). Plume Rise: A Recent Critical Review. *Nuclear Safety*, 12 (1): 15-24.
- Cermak, J.E. (1974). Applications of Fluid Mechanics to Wind Engineering. Freeman Scholar Lecture, **ASME**, November.
- Ero, M.I.O. (1977). Entrainment Characteristics of Bouyand Axisymmetric Plumes in Atmospheric Inversions. *Journal of Heat Transfer*, 99: 335-338.
- Fox, D.G. (1970). Forced Plume in a Stratified Fluid. *Journal of Geophysical Research*, 75 (33): 6818-6835.
- Hirs, E. (1971). Bouyant Jets Discharged to Quiescent Stratified Ambients. *Journal of Geophysical Research*, 76 (30): 7375-7384.
- Kitabayashi, K. (1991). Wind Tunnel Simulation of 'Airflow and Pollutand Difussion over Complex Terrain. *Atmospheric Environment*, 25A (7): 1155-1161.
- Launder, B.E. and D.B. Spalding (1974). The Numerical Computation of Turbulent Flow. *Comp. Meth. Appl. Mech. Eng.*, 3: 269-289.
- Li, W.; Chen, C.J. (1985). On Prediction of Characteristic for Vertical Round Bouyant Jets in Stably Linear Stratified Environment. *ASCE Journal of Hidraulic Research*, 23 (2): 115-129.
- Ludwing, J.C., Qin, H.Q., and Spalding, D.B. (1990). **The PHOENICS Reference Manual**, CHAM TR/200, CHAM Ltd, London.

- Malin, M.R. (1989). Analisis of Turbulent Forced Plumes into a Stable Environment. *Appl. Math. Modelling*, 13: 122-126.
- Morton, B.R.; Taylor, G.I. and Turner J.S. (1956). Turbulent Gravitational Convection from Maintained and Instantaneous Sources. *Proc. Roy. Soc. London*, A(234): 1-23.
- Morton, B.R. (1971). The Choise of Conservation Equations for Plume Models. *Journal of Geophysical Research*, 76 (30): 7409-7416.
- Morel, R.; Alcaraz, E; Ayrault, M.; Zengadi, R. and Mejean, P (1991). Effects of Stable Stratification on Turbulent Boundary Layer Characteristic. *Atmospheric Environmet*, 25A (7): 1263-1269.
- Ogino, Fumimaru; Takeuchi, Hiromi; Kudo Isao and Mizushina, Tokuro (1980). Heated Jet Discharged Vertically into Ambients of Uniform and Linear Temperature Profiles. *International Journal on Heat and Mass Transfer*, 23: 1581-1588.
- Patankar, S.V., and Spalding, D.B. (1972). A Calculation Procedure for Heat, Mass and Momentum Transfer in Three-dimensional Parabolic Flows. *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, 15: 1787-1806.
- Priestley, C.H.B. and Ball, F.K. (1955). Continuous Convection from an Isolated Source Heat. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 81: 144-157.
- Priestley, C.H.B. (1959). **Turbulent Transfer in the Lower Atmosphere.** University of Chicago Press, Chicago.
- Poreh, M.; Rau, M.; Plate, E.J. (1991). Design Considerations for Wind Tunnel Simulations of Diffusion within the Convective Boundary Layer. *Atmospheric Environmet*, 25A (7): 1251-1256.
- PurLOW, B.; Smith, A.G. (1989). A Comparison of Phoenixis Predictions for a Bouyant Vertical Jet with Experimental Data. The 3rd International Phoenixis User Conference Proceedings.

Rau, M.; Bächlin, W; Plate, E.J. (1991). Detailed Design Features of a New Wind Tunnel for Studying the Effects of Thermal Stratification. *Atmospheric Environmet*, 25A (7): 1227-1262.

Rodi, W. (1972). The Prediction of Free Turbulent Boundary Layers by Use of a Two-Equation Model of Turbulence, Ph.D. Thesis, University of London.

Rodi, W. (1980). Turbulence Models and Their Application in Hydraulics. A state of the Art Review. Delft, the Netherlands.

Spalding, D.B. (1972) "A Novel Finite-difference Formulation for Differential Equations Involving First and Second Derivatives", *Int. J. Num. Meth. Eng.*, 4: 551-559.

Stone, H.L. (1968). Iterative Solution of Implicit Approximation of Multi-dimensional Partial Differential Equations. *SIAM J. Num. Analysis*, 5.

Townsend, A.A. (1966). The Mechanism of Entrainment in Free Turbulent Flows. *J. Fluid Mech.*, 26: 689-715.

White, F.M. (1991). **Viscous Fluid Flow**, McGraw-Hill, University of Rhode Island.

Wilkinson, D.L. (1979). Two-Dimensional Bubble Plumes. *ASCE Journal of the Hydraulics Division*, 99 (2): 139-154.

APENDICE 1

DATOS EXPERIMENTALES

TABLA 2.1 TEMPERATURAS REGISTRADAS EN EL CHORRO Y EN LA VALVULA

TERNOPAR CHORRO									
PRUEBA#1	PRUEBA#2	PRUEBA#3	PRUEBA#4	PRUEBA#5	PRUEBA#6	PRUEBA#7	PRUEBA#8	PRUEBA#9	
[1/°J]	[1/°J]	[1/°J]	[1/°J]	[1/°J]	[1/°J]	[1/°J]	[1/°J]	[1/°J]	[1/°J]
Q=5.04	Q=6.70	Q=7.21	Q=4.87	Q=6.61	Q=7.23	Q=4.94	Q=6.77	Q=7.31	
10	22.1	25.46	26.61	23.7	25.76	26.33	22.86	26.67	26.07
20	23.24	26.26	27.42	24.31	26.41	26.82	23.89	27.34	26.85
30	23.42	26.49	27.81	24.80	26.64	26.86	24.47	27.44	29.25
40	23.67	26.85	27.89	25.11	26.84	27.11	24.81	27.67	29.09
50	24.55	27.1	27.95	25.29	27.05	27.29	25.24	28.1	29.42
60	24.57	27.36	28.57	25.37	27.33	27.5	25.61	27.61	29.7
70	24.46	27.53	28.87	25.56	27.64	27.58	25.84	28.24	29.76
80	24.81	27.77	29.1	25.7	27.5	27.72	25.97	28.3	30.05
90	24.89	27.87	28.95	25.99	27.78	27.93	26.21	28.81	29.91
100	25.46	27.93	29.24	26.31	27.84	27.95	26.26	29.01	30.56
110	25.3	27.95	29.42	26.58	28.01	27.95	26.31	29.01	30.27
120	26.08	27.93	29.46	26.78	28.33	28.11	26.54	29.08	30.44
180	26.38	28.59	29.71	26.98	28.45	28.29	27.15	29.93	30.7
300	27.26	29.48	30.46	28.25	28.82	29.05	27.9	29.89	31.23
420	27.65	29.75	30.91	28.45	29.43	29.19	28.29	30.2	31.46
540	27.95	30.2	31.04	28.6	29.66	29.6	28.76	30.26	31.76
600	28.04	30.3	31.1	28.86	29.84	29.82	28.98	30.77	31.64
900	28.16	30.69	31.63	29.62	30.09	30.35	29.42	30.77	32.15
1200	28.67	31	31.87	29.99	30.11	30.52	29.95	31.03	31.84

TERNOPAR VALVULA									
PRUEBA#1	PRUEBA#2	PRUEBA#3	PRUEBA#4	PRUEBA#5	PRUEBA#6	PRUEBA#7	PRUEBA#8	PRUEBA#9	
[1/°J]	[1/°J]	[1/°J]	[1/°J]	[1/°J]	[1/°J]	[1/°J]	[1/°J]	[1/°J]	[1/°J]
Q=5.04	Q=6.70	Q=7.21	Q=4.87	Q=6.61	Q=7.23	Q=4.94	Q=6.77	Q=7.31	
10	33.32	33.32	33.44	33.32	31.68	31.23	33.28	33.03	33.52
20	33.26	33.44	33.48	33.42	31.46	31.28	33.17	33.09	33.58
30	33.4	33.52	33.58	33.3	31.83	31.25	33.21	32.99	33.48
40	33.32	33.48	33.54	33.44	31.72	31.28	33.25	33.03	33.5
50	33.42	33.48	33.62	33.21	31.68	31.25	33.52	33.05	33.54
60	33.25	33.42	34.3	33.48	31.74	31.26	33.36	33.13	33.68
70	33.36	33.48	34.42	33.5	31.95	31.28	33.25	33.08	33.64
80	33.28	33.54	34.34	33.36	31.83	31.25	33.52	33.28	33.64
90	33.34	33.34	34.11	33.4	31.85	31.28	33.36	33.05	33.72
100	33.74	33.48	34.38	33.34	31.85	31.32	33.44	33.25	33.75
110	33.32	33.46	34.3	33.38	31.95	31.28	33.44	33.19	33.72
120	33.28	33.5	34.42	33.4	32.05	31.32	33.36	33.21	33.64
180	33.44	33.54	34.42	33.38	31.81	31.44	33.28	33.32	33.64
300	33.56	33.72	34.42	33.6	32.07	31.75	33.6	33.5	33.99
420	33.3	33.89	34.42	33.52	32.3	31.91	33.6	33.52	34.01
540	33.64	33.79	34.66	33.42	32.17	31.99	33.6	33.6	34.34
600	33.6	33.95	34.66	33.48	32.36	32.03	33.64	33.64	34.15
900	32.91	34.13	35.13	33.62	32.79	33.64	33.77	33.72	34.42
1200	32.89	34.38	35.58	33.89	32.79	33.6	34.11	33.95	34.26

ESTRATIFICACION :

PROMEDIO DE TEMPERATURA POR NIVELES

	PRUEBA#1	PRUEBA#2	PRUEBA#3	PRUEBA#4	PRUEBA#5	PRUEBA#6	PRUEBA#7	PRUEBA#8	PRUEBA#9
NIVEL 1	20.46	23.45	21.505	21.79	23.48	22.49	21.23	24.57	24.255
NIVEL 2	20.64	23.77	22.565	21.64	23.4975	22.24	21.43	24.55	24.2825
NIVEL 3	20.95	24.58	22.51	22.28	23.505	22.64	21.75	24.58	24.555

TABLA 2.2 TEMPERATURAS REGISTRADAS EN EL EXPERIMENTO

EXPERIMENTO No. 1 $Q = 5.04 \text{ l/s}$											
TERMOPAR	DISTANCIA RADIAL [cm]	INTERVALO				DE MUESTREO [s]					
		10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
NIVEL 1											
#1	0.0025	21.49	21.7	22.33	22.56	22.68	22.96	22.9	23.21	23.21	23.25
#2	0.00125	21.49	21.8	22	22.37	22.51	22.98	23.1	23.41	23.27	23.29
#3	0.00225	21.21	21.8	21.82	21.84	22.07	22.48	22.54	22.74	22.66	22.68
#4	0.0325	21.23	21.42	21.85	21.85	22.21	22.01	22.23	22.23	22.29	22.48
NIVEL 2											
#5	0.0025	20.67	21.05	21.01	21.01	21.14	21.16	21.18	21.24	21.85	21.24
#6	0.0225	20.62	20.64	20.64	20.64	20.64	20.72	21.01	20.72	20.92	20.8
#7	0.0325	20.83	21.01	20.85	21.04	21.16	21.36	21.4	21.52	21.52	21.48
#8	0.0550	20.64	21.15	20.92	21.04	21.02	21.17	21.19	21.11	21.15	21.19
NIVEL 3											
#9	0.0025	21.17	20.83	20.52	20.56	20.64	20.72	21.19	20.99	20.72	21.68
#10	0.0400	20.86	20.86	20.86	20.86	21.19	21.33	20.86	20.86	20.86	20.86
#11	0.0800	21.04	20.66	21.25	20.53	20.94	21.06	21.7	20.88	21	21.37
#12	0.1200	20.7	20.54	20.95	22.44	20.78	21.66	20.54	20.93	20.78	21.58
DISTANCIA RADIAL [cm]											
#13	0.0800	22.1	23.24	23.42	23.67	24.55	24.57	24.46	24.81	24.89	25.46
#1	0.4250	21.49	21.7	22.33	22.56	22.68	22.96	22.9	23.21	23.21	23.25
#5	1.3070	20.67	21.05	21.01	21.01	21.14	21.16	21.18	21.24	21.85	21.24
#9	3.0320	21.17	20.83	20.52	20.56	20.64	20.72	21.19	20.99	20.72	21.68
TERMOPAR DISTANCIA RADIAL [cm]											
		110	120	180	300	INTERVALO 420		DE MUESTREO [s] 540 600		900	1200
NIVEL 1											
#1	0.0025	23.31	23.43	23.96	24.72	24.76	24.94	25.03	24.86	24.99	
#2	0.00125	23.41	23.41	24.04	24.37	24.7	24.92	24.94	24.98	25.21	
#3	0.00225	23.07	23.13	23.54	23.93	24.27	24.42	24.4	24.6	24.78	
#4	0.0325	22.35	22.68	22.76	23.23	23.54	23.64	23.66	24.01	24.27	
NIVEL 2											
#5	0.0025	21.24	21.24	21.44	21.97	21.46	21.81	21.89	22.67	22.08	
#6	0.0225	21.03	21.21	21.27	21.97	21.48	21.99	21.95	21.46	21.52	
#7	0.0325	21.48	21.59	21.69	21.77	21.69	21.73	21.73	22.06	22.16	
#8	0.0550	21.25	21.41	21.25	21.43	21.29	21.49	21.37	21.37	21.86	
NIVEL 3											
#9	0.0025	20.87	21.03	20.95	21.58	20.62	21.5	21.26	18.26	18.21	
#10	0.0400	20.86	21	21.04	21.55	20.86	21.49	21.37	20.82	20.82	
#11	0.0800	21.21	21.66	21.39	21.47	20.96	22.1	21.82	20.49	20.57	
#12	0.1200	21.09	21.11	20.93	21.09	20.89	21.09	21.09	19.54	19.62	
DISTANCIA RADIAL [cm]											
#13	0.0800	25.3	26.08	26.38	27.26	27.65	27.95	28.04	28.16	28.67	
#1	0.4250	23.31	23.43	23.96	24.72	24.76	24.94	25.03	24.86	24.99	
#5	1.3070	21.24	21.24	21.44	21.97	21.46	21.81	21.89	22.67	22.08	
#9	3.0320	20.87	21.03	20.95	21.58	20.62	21.5	21.26	18.26	18.21	

TABLA 2.3 TEMPERATURAS REGISTRADAS EN EL EXPERIMENTO

EXPERIMENTO No. 2 $Q = 6.70 \text{ l/s}$

TERMOPAR	DISTANCIA RADIAL [cm]	INTERVALO								DE MUESTREO [s]	
		10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
NIVEL 1											
#1	0.0025	24.78	25.02	25.27	25.61	25.94	25.86	26.21	26.25	26.47	26.47
#2	0.00125	24.61	24.94	25.04	25.27	25.72	25.76	25.78	26.1	26.49	26.15
#3	0.00225	24.17	24.8	24.87	24.91	24.93	25.34	25.36	25.58	25.5	25.72
#4	0.0325	24.14	24.47	24.47	24.78	24.84	25.02	25.04	25	25.06	25.06
NIVEL 2											
#5	0.0025	23.69	23.91	24.12	24.18	24.32	24.2	24.32	24.3	24.34	24.26
#6	0.0225	23.94	23.96	23.98	23.98	23.98	23.96	23.98	24.14	24.06	23.98
#7	0.0325	23.75	23.94	24.02	24.12	24.18	24.2	24.24	24.34	24.24	24.37
#8	0.0550	23.74	23.82	23.9	24.01	23.95	23.95	24.03	24.17	24.19	24.11
NIVEL 3											
#9	0.0025	24.01	24.25	24.17	24.25	24.33	24.25	24.36	24.25	24.29	24.33
#10	0.0400	24.46	24.46	24.46	24.36	24.53	24.49	24.69	24.61	24.53	24.44
#11	0.0800	24.17	24.39	24.1	24.04	24.33	24.04	24.29	24.29	24.35	24.17
#12	0.1200	24.68	25.07	24.95	25.03	25.01	25.15	24.91	24.95	25.07	24.87
DISTANCIA RADIAL [cm]											
#13	0.0800	25.48	26.26	26.49	26.85	27.1	27.36	27.53	27.77	27.87	27.93
#1	0.4250	24.78	25.02	25.27	25.61	25.94	25.86	26.21	26.25	26.47	26.47
#5	1.3070	23.69	23.91	24.12	24.18	24.32	24.2	24.32	24.3	24.34	24.26
#9	3.0320	24.01	24.25	24.17	24.25	24.33	24.25	24.36	24.25	24.29	24.33

TERMOPAR	DISTANCIA RADIAL [cm]	INTERVALO						DE MUESTREO [s]		
		110	120	180	300	420	540	600	900	1200
NIVEL 1										
#1	0.0025	26.55	26.69	27.08	27.8	28.1	28.06	28.12	28.31	28.45
#2	0.00125	26.35	26.37	26.62	27.39	27.66	27.74	28	28.02	28.13
#3	0.00225	25.8	25.76	26.29	26.69	26.78	27.03	27.11	27.4	27.58
#4	0.0325	25.12	25.1	25.61	25.92	26.14	26.27	26.33	26.57	26.61
NIVEL 2										
#5	0.0025	24.36	24.4	24.46	24.73	24.69	25.03	24.93	25.2	25.28
#6	0.0225	24.14	24.17	24.19	24.94	25.1	25.19	25.12	25.14	25.39
#7	0.0325	24.47	24.49	24.59	24.67	24.69	24.81	24.71	24.81	25.14
#8	0.0550	24.15	24.23	24.25	24.46	24.58	24.48	24.5	24.58	24.82
NIVEL 3										
#9	0.0025	24.33	24.33	24.33	24.4	24.48	24.48	24.48	25.21	24.87
#10	0.0400	24.61	24.61	25.06	25.1	25.04	25.14	25.08	25.1	25.61
#11	0.0800	24.06	24.57	24.57	24.64	24.88	24.94	24.53	25.02	24.96
#12	0.1200	24.99	24.99	25.03	25.23	25.23	25.23	25.23	25.23	25.23
DISTANCIA RADIAL [cm]										
#13	0.0800	27.95	22.47	22.82	23.01	23.33	23.41	23.45	27.35	26.86
#1	0.4250	26.55	21.09	19.99	19.95	19.97	19.93	19.95	19.93	19.91
#5	1.3070	24.36	25.7	25.8	26.21	26.51	26.74	26.7	27.06	26.94
#9	3.0320	24.33	24.3	24.46	24.55	24.51	24.61	24.63	24.77	24.95

TABLA 2.4 TEMPERATURAS REGISTRADAS EN EL EXPERIMENTO

EXPERIMENTO No. 3 $Q = 7.22 \text{ l/s}$

TERMOPAR	DISTANCIA RADIAL [m]	10	20	30	40	INTERVALO 50	DE MUESTREO [s] 60	70	80	90	100
NIVEL 1											
#1	0.0025	25.32	25.65	26.12	26.34	26.48	26.89	27.08	27.16	26.91	27.04
#2	0.00125	24.9	25	25.64	25.7	25.92	26.37	26.49	26.57	26.47	26.51
#3	0.00225	24.36	24.78	24.87	24.97	25.07	25.66	25.83	25.95	25.85	26.03
#4	0.0325	23.89	24.32	24.46	24.54	24.62	24.99	24.97	24.99	24.95	25.03
NIVEL 2											
#5	0.0025	23.27	23.36	23.64	23.72	23.87	24.01	24.07	24.13	24.09	24.31
#6	0.0225	23.16	23.34	23.51	23.49	23.55	24.26	24.28	24.28	24.2	24.28
#7	0.0325	23.16	23.28	23.42	23.42	23.53	23.91	23.89	23.94	23.75	24
#8	0.0550	22.86	23.17	23.31	23.35	23.54	23.6	23.58	23.54	23.56	23.58
NIVEL 3											
#9	0.0025	21.8	21.81	21.74	21.34	21.66	23.7	23.78	23.78	22.91	23.78
#10	0.0400	21.57	21.67	21.43	21.51	21.57	23	22.92	23	22.66	22.96
#11	0.0800	21.63	21.87	22	21.91	21.89	22.77	22.77	22.77	22.71	22.77
#12	0.1200	21.5	21.88	21.97	21.74	21.95	22.84	22.84	22.99	22.76	22.88
DISTANCIA RADIAL [m]											
#13	0.0800	26.61	27.42	27.81	27.89	27.95	28.57	28.87	29.1	28.95	29.24
#1	0.4250	25.32	25.65	26.12	26.34	26.48	26.89	27.08	27.16	26.91	27.04
#5	1.3070	23.27	23.36	23.64	23.72	23.87	24.01	24.07	24.13	24.09	24.31
#9	3.0320	21.8	21.81	21.74	21.34	21.66	23.7	23.78	23.78	22.91	23.78
TERMOPAR DISTANCIA RADIAL [m] INTERVALO DE MUESTREO [s]											
		110	120	180	300	420	540	600	900	1200	
NIVEL 1											
#1	0.0025	27.12	27.48	27.71	28.28	28.46	28.46	28.67	29.22	29.46	
#2	0.00125	26.55	26.7	27.11	27.47	27.78	27.92	28.04	28.25	28.33	
#3	0.00225	25.99	26.19	26.4	26.6	26.91	27.11	27.21	27.4	27.7	
#4	0.0325	25.03	25.01	25.26	25.66	25.81	26.03	25.99	26.17	26.36	
NIVEL 2											
#5	0.0025	24.21	24.38	24.36	24.6	24.6	24.64	24.64	24.68	24.68	
#6	0.0225	24.28	24.28	24.28	24.28	24.28	24.47	24.28	24.65	24.71	
#7	0.0325	23.94	23.98	24.04	24.32	24.22	24.1	24.32	24.42	24.36	
#8	0.0550	23.72	23.76	23.84	24	24.03	24	24.21	24.17	24.11	
NIVEL 3											
#9	0.0025	23.62	23.78	23.62	23.78	23.78	23.78	23.78	24.17	24.09	
#10	0.0400	22.92	23	23	23	22.98	23	22.92	23	23	
#11	0.0800	22.77	22.77	22.77	22.77	22.77	22.77	22.77	22.77	22.77	
#12	0.1200	22.84	22.76	22.76	22.84	22.84	22.76	23.07	22.99	23.15	
DISTANCIA RADIAL [m]											
#13	0.0800	29.42	29.46	29.71	30.46	30.91	31.04	31.1	31.63	31.87	
#1	0.4250	25.32	25.65	26.12	26.34	26.48	26.89	27.08	27.16	26.91	
#5	1.3070	23.27	23.36	23.64	23.72	23.87	24.01	24.07	24.13	24.09	
#9	3.0320	21.8	21.81	21.74	21.34	21.66	23.7	23.78	23.78	22.91	

TABLA 2.5 TEMPERATURAS REGISTRADAS EN EL EXPERIMENTO

EXPERIMENTO No. 4 Q = 4.87 l/s

TERMOPAR	DISTANCIA RADIAL [m]	10	20	30	40	INTERVALO 50	DE MUESTREO 60	70	80	90	100
NIVEL 1											
#1	0.0025	22.24	22.93	23.3	23.69	23.73	23.75	23.89	23.99	24.2	24.3
#2	0.00125	22.31	22.78	23.21	23.45	23.62	23.62	23.86	23.86	23.92	24.08
#3	0.00225	22.49	22.67	22.9	23.31	23.35	23.61	23.69	24	23.92	23.98
#4	0.0325	22.16	22.61	22.69	22.75	22.81	22.85	23.04	23.32	23.38	23.38
NIVEL 2											
#5	0.0025	21.61	21.63	21.77	21.83	21.73	21.91	21.91	22	21.91	22.18
#6	0.0225	21.62	21.84	22.25	22.07	21.9	22.43	22.35	22.74	22.64	22.9
#7	0.0325	21.65	21.79	21.94	21.81	22.04	21.96	22.04	22.02	22.02	22.16
#8	0.0550	21.57	21.67	21.67	21.65	21.71	21.73	21.75	21.79	21.69	21.79
NIVEL 3											
#9	0.0025	22.27	22.19	22.11	22.42	22.19	22.42	22.27	22.27	22.27	22.11
#10	0.0400	22.37	22.37	22.21	22.21	22.37	22.29	22.29	22.37	22.21	22.21
#11	0.0800	22.07	22.07	22.07	22.19	22.15	22.07	22.07	22.07	22.07	22.07
#12	0.1200	22.08	22.57	22.12	22.04	22.2	22.59	22.33	22.27	22.25	22.12
DISTANCIA RADIAL [m]											
#13	0.0800	23.7	24.31	24.88	25.11	25.29	25.37	25.56	25.7	25.99	26.31
#1	0.4250	22.24	22.93	23.3	23.69	23.73	23.75	23.89	23.99	24.2	24.3
#5	1.3070	21.61	21.63	21.77	21.83	21.73	21.91	21.91	22	21.91	22.18
#9	3.0320	22.27	22.19	22.11	22.42	22.19	22.42	22.27	22.27	22.27	22.11

TERMOPAR	DISTANCIA RADIAL [m]	110	120	180	300	INTERVALO 420	DE MUESTREO 540	600	900	1200
NIVEL 1										
#1	0.0025	24.42	24.59	25.06	25.32	25.67	25.65	25.61	26.38	26.89
#2	0.00125	24.12	24.45	24.7	25.43	25.45	25.43	25.57	26.17	26.74
#3	0.00225	24.12	24.23	24.25	25.04	25.31	25.37	25.43	25.6	26.02
#4	0.0325	23.55	23.5	23.75	24.16	24.34	24.53	24.59	25.02	25.3
NIVEL 2										
#5	0.0025	22.4	22.08	22.48	22.63	22.71	23.02	22.93	22.91	23.24
#6	0.0225	23.11	23.09	23.13	23.19	23.19	23.19	23.19	23.19	23.33
#7	0.0325	22.16	22.16	22.18	22.57	22.63	22.88	22.69	22.87	23.34
#8	0.0550	21.91	22.06	22.26	22.51	22.61	22.71	22.63	22.91	23.06
NIVEL 3										
#9	0.0025	22.27	22.11	22.42	22.42	22.27	22.19	22.19	22.19	22.42
#10	0.0400	22.13	22.37	22.37	22.37	22.45	22.37	22.37	22.37	22.45
#11	0.0800	22.07	22.07	22.15	22.19	22.15	22.34	22.15	22.07	22.21
#12	0.1200	22.43	22.35	22.51	22.9	22.43	22.51	22.43	22.82	22.67
DISTANCIA RADIAL [m]										
#13	0.0800	26.58	26.78	26.98	28.25	28.45	28.6	28.86	29.62	29.99
#1	0.4250	24.42	24.59	25.06	25.32	25.67	25.65	25.61	26.38	26.89
#5	1.3070	22.4	22.08	22.48	22.63	22.71	23.02	22.93	22.91	23.24
#9	3.0320	22.27	22.11	22.42	22.42	22.27	22.19	22.19	22.19	22.42

TABLA 2.6 TEMPERATURAS REGISTRADAS EN EL EXPERIMENTO

EXPERIMENTO No. 5 Q = 6.61 l/μ

TERMOPAR	DISTANCIA RADIAL [m]	INTERVALO DE MUESTREO [s]									
		10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
NIVEL 1											
#1	0.0025	24.97	25.46	25.67	25.87	25.91	25.99	26.01	26.05	26.09	26.42
#2	0.00125	24.51	25.16	25.26	25.45	25.59	25.71	25.69	25.75	25.77	25.83
#3	0.0025	24.37	24.72	24.96	25.02	25.15	25.37	25.49	25.55	25.53	25.63
#4	0.0325	24.24	24.44	24.87	24.87	24.93	25.04	25.22	25.08	25.08	25.34
NIVEL 2											
#5	0.0025	23.73	23.75	24.03	24.07	24.17	24.17	24.36	24.36	24.26	24.44
#6	0.0225	23.68	23.81	23.99	24.13	24.01	24.19	24.34	24.3	24.27	24.3
#7	0.0325	23.65	23.79	23.87	23.93	24	23.93	23.95	24.24	24.1	24.3
#8	0.0550	23.53	23.81	23.81	23.79	24.01	24.04	24.08	24.14	24.18	24.22
NIVEL 3											
#9	0.0025	23.63	23.71	23.52	23.63	23.52	23.56	23.75	23.79	23.75	23.79
#10	0.0400	23.42	23.22	23.22	23.32	23.46	23.44	23.5	23.4	23.59	23.55
#11	0.0800	23.38	23.48	23.5	23.26	23.42	23.54	23.48	23.5	23.69	23.59
#12	0.1200	23.31	23.27	23.55	23.12	23.39	23.43	23.37	23.64	23.7	23.59
DISTANCIA RADIAL [m]											
#13	0.0800	25.76	26.41	26.64	26.84	27.05	27.33	27.64	27.5	27.78	27.84
#1	0.4250	24.97	25.46	25.67	25.87	25.91	25.99	26.01	26.05	26.09	26.42
#5	1.3070	23.73	23.75	24.03	24.07	24.17	24.17	24.36	24.36	24.26	24.44
#9	3.0320	23.63	23.71	23.52	23.63	23.52	23.56	23.75	23.79	23.75	23.79

TERMOPAR	DISTANCIA RADIAL [m]	INTERVALO DE MUESTREO [s]								
		110	120	160	300	420	540	600	900	1200
NIVEL 1										
#1	0.0025	26.56	26.69	26.81	27.38	27.5	27.56	27.62	27.95	28.22
#2	0.00125	25.87	26.16	26.47	26.81	27.08	27.22	27.24	27.53	27.67
#3	0.00225	25.63	25.7	25.8	26.21	26.51	26.74	26.7	27.06	26.94
#4	0.0325	25.08	25.46	25.5	25.71	25.91	25.91	25.91	26.3	26.22
NIVEL 2										
#5	0.0025	24.28	24.5	24.52	24.62	24.73	24.89	24.87	24.95	24.99
#6	0.0225	24.44	24.44	24.48	24.74	24.85	24.74	24.91	24.87	25.01
#7	0.0325	24.26	24.3	24.46	24.55	24.51	24.61	24.63	24.77	24.95
#8	0.0550	24.14	24.16	24.34	24.53	24.5	24.57	24.55	24.81	24.81
NIVEL 3										
#9	0.0025	23.56	23.59	23.71	23.81	23.67	23.71	23.75	23.75	24.03
#10	0.0400	23.36	23.44	23.42	23.75	23.71	23.83	23.48	23.83	23.85
#11	0.0800	23.61	23.63	23.75	23.81	23.57	23.69	23.67	23.79	23.73
#12	0.1200	23.35	23.59	23.51	23.33	23.49	23.61	23.72	23.8	23.86
DISTANCIA RADIAL [m]										
#13	0.0800	28.01	28.33	28.45	28.82	29.43	29.66	29.84	30.09	30.11
#1	0.4250	26.56	26.69	26.81	27.38	27.5	27.56	27.62	27.95	28.22
#5	1.3070	24.28	24.5	24.52	24.62	24.73	24.89	24.87	24.95	24.99
#9	3.0320	23.56	23.59	23.71	23.81	23.67	23.71	23.75	23.75	24.03

TABLA 2.8 TEMPERATURAS REGISTRADAS EN EL EXPERIMENTO

EXPERIMENTO No. 7 $q = 4.94 \text{ l/s}$

TERMOPAR	DISTANCIA RADIAL [cm]	INTERVALO					DE MUESTREO [s]				
		10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
NIVEL 1											
#1	0.0025	22.52	22.83	23.23	23.7	23.67	24.03	24.07	24.09	24.09	24.09
#2	0.00125	22.54	22.75	23.06	23.32	23.57	23.85	24.06	24.24	24.22	24.28
#3	0.00225	22.32	22.65	22.87	22.87	23.02	23.32	23.57	23.85	23.65	24.02
#4	0.0325	22.51	22.78	23.15	23.21	23.27	23.27	23.27	23.27	23.37	23.55
NIVEL 2											
#5	0.0025	21.34	21.71	21.6	21.83	21.79	21.81	21.85	21.87	21.89	21.89
#6	0.0225	21.42	21.42	21.42	21.42	21.64	21.56	21.75	21.73	22.23	22.38
#7	0.0325	21.42	21.57	21.67	21.63	21.79	21.89	21.83	21.95	22.02	21.98
#8	0.0550	21.52	21.46	21.69	21.69	21.65	21.69	21.71	21.79	21.75	21.71
NIVEL 3											
#9	0.0025	20.58	21.05	20.9	20.82	21.21	20.82	21.21	21.05	21.21	21.21
#10	0.0400	21.36	21.05	21.21	21.36	21.21	21.36	21.52	21.52	21.52	21.05
#11	0.0800	21.32	21.32	21.32	21.42	21.24	21.32	21.32	21.16	21.32	21.4
#12	0.1200	20.71	21.18	21.18	20.24	20.24	20.87	20.71	21.02	21.02	21.18
DISTANCIA RADIAL [cm]											
#13	0.0800	22.86	23.89	24.47	24.81	25.24	25.61	25.84	25.97	26.21	26.26
#1	0.4250	22.52	22.83	23.23	23.7	23.87	24.03	24.07	24.09	24.09	24.09
#5	1.3070	21.34	21.71	21.6	21.83	21.79	21.81	21.85	21.87	21.89	21.89
#9	3.0320	20.58	21.05	20.9	20.82	21.21	20.82	21.21	21.05	21.21	21.21

TERMOPAR	DISTANCIA RADIAL [cm]	INTERVALO				DE MUESTREO [s]				
		110	120	180	300	420	540	600	900	1200
NIVEL 1										
#1	0.0025	24.13	24.56	24.97	25.64	25.66	26.05	26.21	26.6	27.07
#2	0.00125	24.32	24.32	24.75	25.5	25.71	25.89	25.91	26.22	26.67
#3	0.00225	24.06	24.16	24.4	25	25.18	25.61	25.63	25.92	26.02
#4	0.0325	23.72	23.58	23.98	24.6	24.72	24.84	24.9	25.39	25.68
NIVEL 2										
#5	0.0025	21.93	21.99	22.24	22.5	22.73	22.68	22.81	23.11	23.19
#6	0.0225	22.4	22.77	22.83	22.97	22.99	23.05	22.99	23.09	23.05
#7	0.0325	21.98	22.06	22.16	22.32	22.28	22.42	22.65	22.91	22.97
#8	0.0550	21.87	21.75	21.95	22.2	22.34	22.55	22.61	22.79	23.01
NIVEL 3										
#9	0.0025	21.37	21.05	21.37	21.37	21.7	21.52	21.37	21.52	21.37
#10	0.0400	21.36	21.36	21.52	21.66	21.52	21.6	21.64	21.66	21.52
#11	0.0800	21.32	21.32	21.44	21.32	21.32	21.56	21.87	21.99	22.26
#12	0.1200	21.02	20.87	21.18	21.18	21.18	21.18	21.34	21.26	21.5
DISTANCIA RADIAL [cm]										
#13	0.0800	26.31	26.54	27.15	27.9	28.29	28.76	28.98	29.42	29.95
#1	0.4250	24.13	24.56	24.97	25.64	25.66	26.05	26.21	26.6	27.07
#5	1.3070	21.93	21.99	22.24	22.5	22.73	22.68	22.81	23.11	23.19
#9	3.0320	21.37	21.05	21.37	21.37	21.7	21.52	21.37	21.52	21.37

TABLA 2.9 TEMPERATURAS REGISTRADAS EN EL EXPERIMENTO

EXPERIMENTO No. 8 $Q = 6.77 \text{ l/s}$

TERNOPAR	DISTANCIA RADIAL [m]	INTERVALO					DE MUESTREO [s]				
		10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
NIVEL 1											
#1	0.0025	25.78	25.8	25.8	26.19	26.43	26.66	26.74	27.09	27.17	27.23
#2	0.00125	25.46	25.97	26.03	26.03	26.07	26.24	26.7	26.71	26.85	26.93
#3	0.00225	25.42	25.72	25.93	25.95	25.95	25.95	25.95	26.09	26.05	26.27
#4	0.0325	25.02	25.34	25.47	25.55	25.65	25.67	25.65	25.94	26.02	26.1
NIVEL 2											
#5	0.0025	24.56	24.78	24.93	25.05	24.91	25.05	25.05	25.13	25.07	25.19
#6	0.0225	24.56	24.56	24.56	24.56	24.56	24.56	24.64	24.64	24.56	24.56
#7	0.0325	24.6	24.91	24.91	24.89	24.97	25.01	25.03	25.03	25.01	25.07
#8	0.0550	24.64	24.68	24.81	24.81	24.91	24.93	24.93	24.97	24.95	24.99
NIVEL 3											
#9	0.0025	24.3	24.51	24.55	24.51	24.38	24.5	24.34	24.28	24.51	24.46
#10	0.0400	23.97	23.74	24.19	24.05	24.21	23.74	24.03	24.21	24.05	24.05
#11	0.0800	24.36	24.01	24.32	24.4	24.48	24.4	24.4	24.56	24.56	24.56
#12	0.1200	25.05	25.21	24.58	24.74	24.74	24.27	24.58	24.58	24.27	24.89
DISTANCIA RADIAL [m]											
#13	0.0800	25.67	27.34	27.44	27.67	28.1	27.61	28.24	28.3	28.81	29.01
#1	0.4250	25.78	25.8	25.8	26.19	26.43	26.66	26.74	27.09	27.17	27.23
#5	1.3070	24.56	24.78	24.93	25.05	24.91	25.05	25.05	25.13	25.07	25.19
#9	3.0320	24.3	24.51	24.55	24.51	24.38	24.5	24.34	24.28	24.51	24.46

TERNOPAR	DISTANCIA RADIAL [m]	INTERVALO				DE MUESTREO [s]				
		110	120	180	300	420	540	600	900	1200
NIVEL 1										
#1	0.0025	27.29	27.33	27.41	28.01	28.23	28.37	28.66	28.88	28.94
#2	0.00125	26.97	27.17	27.38	27.64	27.93	28.15	28.22	28.52	28.68
#3	0.00225	26.29	26.56	26.76	27.29	27.35	27.5	27.44	27.52	27.78
#4	0.0325	26	26.18	26.16	26.26	26.22	26.61	26.59	26.86	27.08
NIVEL 2										
#5	0.0025	25.09	25.07	25.15	25.23	25.29	25.27	25.29	25.58	25.56
#6	0.0225	24.72	24.56	24.64	24.64	24.95	25.15	25.28	25.52	25.83
#7	0.0325	25.07	25.23	25.05	25.15	25.28	25.34	25.38	25.54	25.6
#8	0.0550	25.01	24.97	24.99	25.01	25.09	25.05	25.13	25.05	25.46
NIVEL 3										
#9	0.0025	24.5	24.61	24.55	24.61	24.57	24.57	24.57	24.69	24.51
#10	0.0400	23.89	24.13	24.13	23.82	24.52	24.05	24.58	24.36	24.33
#11	0.0800	24.28	24.56	24.56	24.56	24.56	24.52	24.56	24.56	24.56
#12	0.1200	24.42	24.74	24.82	24.42	24.89	24.56	24.74	25.21	24.74
DISTANCIA RADIAL [m]										
#13	0.0800	29.01	29.08	29.93	29.89	30.2	30.26	30.77	30.77	31.03
#1	0.4250	27.29	27.33	27.41	28.01	28.23	28.37	28.66	28.88	28.94
#5	1.3070	25.09	25.07	25.15	25.23	25.29	25.27	25.29	25.58	25.56
#9	3.0320	24.5	24.61	24.55	24.61	24.57	24.57	24.57	24.69	24.51

TABLA 2.10 TEMPERATURAS REGISTRADAS EN EL EXPERIMENTO

		EXPERIMENTO No. 9 Q = 7.31 l/m									
TERMOPAR	DISTANCIA RADIAL [m]	10	20	30	40	INTERVALO 50	DE MUESTREO 60	70 [s]	80	90	100
NIVEL 1											
#1	0.0025	26.16	26.98	27	27.39	27.53	27.65	27.69	27.65	27.65	27.82
#2	0.00125	26.28	26.47	26.96	27.14	27.38	27.53	27.65	27.67	27.61	27.63
#3	0.00225	26.1	26.18	26.26	26.45	26.65	26.98	27.18	27.26	27.24	27.24
#4	0.0325	25.73	26.09	26.24	26.36	26.44	26.48	26.44	26.48	26.54	26.54
NIVEL 2											
#5	0.0025	25.02	25.34	25.26	25.43	25.53	25.57	25.57	25.59	25.67	25.65
#6	0.0225	24.9	24.96	25	24.96	24.96	25.21	25.1	25.12	25	24.96
#7	0.0325	24.82	25.08	25.19	25.06	25.23	25.33	25.35	25.53	25.59	25.43
#8	0.0550	25	25.06	25.2	25.31	25.29	25.41	25.31	25.45	25.41	25.39
NIVEL 3											
#9	0.0025	24.41	24.51	24.83	25.53	25.26	25.43	25.71	25.65	25.63	25.16
#10	0.0400	24.27	24.42	24.38	24.31	24.42	24.56	24.62	24.62	24.62	24.55
#11	0.0800	24.12	24.36	24.32	24.44	24.39	24.81	24.91	24.52	25.28	24.81
#12	0.1200	24.27	24.11	24.35	24.27	24.27	24.27	24.27	24.42	24.42	24.42
DISTANCIA RADIAL [m]											
#13	0.0800	28.07	28.85	29.25	29.09	29.42	29.7	29.76	30.05	29.91	30.56
#1	0.4250	26.16	26.98	27	27.39	27.53	27.65	27.69	27.65	27.65	27.82
#5	1.3070	25.02	25.34	25.26	25.43	25.53	25.57	25.57	25.59	25.67	25.65
#9	3.0320	24.41	24.51	24.83	25.53	25.26	25.43	25.71	25.65	25.63	25.16
EXPERIMENTO No. 9 Q = 7.31 l/m											
TERMOPAR	DISTANCIA RADIAL [m]	110	120	180	300	INTERVALO 420	DE MUESTREO 540	600 [s]	900	1200	
NIVEL 1											
#1	0.0025	28.06	28.24	28.24	28.96	29.02	29.22	29.22	29.25	29.22	
#2	0.00125	27.85	28.02	27.89	28.51	28.75	29.08	29.1	29.28	29.26	
#3	0.00225	27.51	27.59	27.61	27.79	28	28.43	28.3	28.59	28.55	
#4	0.0325	26.56	26.77	26.89	27.24	27.44	27.67	27.75	27.81	27.79	
NIVEL 2											
#5	0.0025	25.73	25.75	25.67	25.75	25.79	26.02	25.85	26.04	26.18	
#6	0.0225	25.12	25.04	25.04	25.64	25.8	25.64	25.59	26.13	26.17	
#7	0.0325	25.53	25.7	25.68	25.84	25.9	25.82	25.92	26.04	25.94	
#8	0.0550	25.41	25.47	25.55	25.57	25.57	25.61	25.69	25.94	25.69	
NIVEL 3											
#9	0.0025	25.59	25.67	24.67	25.34	26.26	26.55	26.59	25.53	25.47	
#10	0.0400	24.27	24.42	24.48	24.54	24.74	24.48	24.93	24.74	24.66	
#11	0.0800	24.79	24.87	24.89	25.08	24.79	24.63	24.81	25.06	24.93	
#12	0.1200	24.27	24.42	24.27	24.11	24.5	24.35	24.27	24.66	24.56	
DISTANCIA RADIAL [m]											
#13	0.0800	30.27	30.44	30.7	31.23	31.46	31.76	31.64	32.15	31.84	
#1	0.4250	28.06	28.24	28.24	28.96	29.02	29.22	29.22	29.25	29.22	
#5	1.3070	25.73	25.75	25.67	25.75	25.79	26.02	25.85	26.04	26.18	
#9	3.0320	25.59	25.67	24.67	25.34	26.26	26.55	26.59	25.53	25.47	

A P E N D I C E 2

PROGRAMA BASE DE DATOS TERMOPARES

```

10 'PROGRAMA BASE DE DATOS TERMOPARES'
20 '
30 'LECTURA DE ARCHIVOS Y TRANSFORMACION A ARREGLOS PARA PHOENICS'
40 '
50 '   VARIABLES
60 'T(K,J)      TEMPERATURA DEL TERMOPAR #J EN LA ITERACION K'
70 'TIM(J)      COORDENADAS AXIALES DE LOS TERMOPARES J=1,...,12'
80 'C(J)        ELEVACION PARA CADA TERMOPAR J=1,5,9,13 SOBRE '
90 '            EL EJE DE SALIDA DEL CHORRO TERMICO'
100 '
110 '   DIMENSIONAMIENTO
120 DIM T(20,16)
130 DIM C(16)
140 DIM TIM(20)
150 '
160 '   VALORES CONSTANTES'
170 C(1)=3.032
180 C(5)=1.307
190 C(9)=.425
200 C(13)=0
210 '
220 'LECTURA DE ARCHIVO'
230 OPEN "A:17-01-10" FOR INPUT AS#1
240 '
250 FOR K=1 TO 13
260   FOR J=1 TO 16
270     INPUT#1, T(K,J)
280   NEXT J
290   INPUT#1, F
300 NEXT K
310 CLOSE#1
320 '
330 OPEN "A:17-04-10" FOR INPUT AS#1
340 '
350 FOR K=1 TO 4
360   KK=K+13
370   FOR J=1 TO 16
380     INPUT#1, T(KK,J)
390   NEXT J
400   INPUT#1, F
410 NEXT K
420 CLOSE#1
430 '
440 OPEN "A:17-11-10" FOR INPUT AS#1
450 '
460 FOR K=1 TO 3
470   KK=K+17
480   FOR J=1 TO 16
490     INPUT#1, T(KK,J)
500   NEXT J
510   INPUT#1, F
520 NEXT K
530 CLOSE#1
540 '

```

```

550 'IMPRESION DATOS DE INTERES'
560 OPEN "A:1ONIVEL1.DAT" FOR OUTPUT AS#2
570 '
580 PRINT#2,"COOR ";
590 FOR K=2 TO 10
600     KK=(K-1)*10
610     PRINT#2,"T";USING "##  ";KK;
620 NEXT K
630 FOR K=11 TO 13
640     KK=(K-1)*10
650     PRINT#2,"T";USING "###  ";KK;
660 NEXT K
670 PRINT#2,"T180  "; "T300  "; "T420  "; "T540  "; "T600  "; "T900  ";
    "T1200 "
680 '
690 FOR J=9 TO 12
700     JJ=J-8
710     IF JJ>1 THEN 740
720     PRINT#2,".002";
730     GOTO 760
740     TIM(J)=.01*(JJ-1)
750     PRINT#2,USING " .##";TIM(J);
760     FOR K=2 TO 20
770         PRINT#2,USING " ##.##";T(K,J);
780     NEXT K
790     PRINT#2,
800 NEXT J
810 CLOSE#2
820 '
830 OPEN "A:1ONIVEL2.DAT" FOR OUTPUT AS#3
840 '
850 PRINT#3,"COOR ";
860 FOR K=2 TO 10
870     KK=(K-1)*10
880     PRINT#3,"T";USING "##  ";KK;
890 NEXT K
900 FOR K=11 TO 13
910     KK=(K-1)*10
920     PRINT#3,"T";USING "###  ";KK;
930 NEXT K
940 PRINT#3,"T180  "; "T300  "; "T420  "; "T540  "; "T600  "; "T900  ";
    "T1200 "
950 '
960 FOR J=5 TO 8
970     JJ=J-4
980     IF JJ>1 THEN 1010
990     PRINT#3,".002";
1000     GOTO 1030
1010     TIM(J)=.02*(JJ-1)
1020     PRINT#3,USING " .##";TIM(J);
1030     FOR K=2 TO 20
1040         PRINT#3,USING " ##.##";T(K,J);
1050     NEXT K
1060     PRINT#3,
1070 NEXT J
1080 CLOSE#3

```

```

1090 '
1100 OPEN "A:1ONIVEL3.DAT" FOR OUTPUT AS#1
1110 '
1120 PRINT#1,"COOR ";
1130 FOR K=2 TO 10
1140     KK=(K-1)*10
1150     PRINT#1,"T";USING "## ";KK;
1160 NEXT K
1170 FOR K=11 TO 13
1180     KK=(K-1)*10
1190     PRINT#1,"T";USING "### ";KK;
1200 NEXT K
1210 PRINT#1,"T180 "; "T300 "; "T420 "; "T540 "; "T600 "; "T900 ";
    "T1200 "
1220 '
1230 FOR J=1 TO 4
1240     TIM(J)=.04*(J-1)
1250     PRINT#1,USING " .##";TIM(J);
1260     FOR K=2 TO 20
1270         PRINT#1,USING " ##.##";T(K,J);
1280     NEXT K
1290     PRINT#1,
1300 NEXT J
1310 CLOSE#1
1320 '
1330 OPEN "A:1OZ.DAT" FOR OUTPUT AS#2
1340 '
1350 PRINT#2," Z ";
1360 FOR K=2 TO 10
1370     KK=(K-1)*10
1380     PRINT#2,"T";USING "## ";KK;
1390 NEXT K
1400 FOR K=11 TO 13
1410     KK=(K-1)*10
1420     PRINT#2,"T";USING "### ";KK;
1430 NEXT K
1440 PRINT#2,"T180 "; "T300 "; "T420 "; "T540 "; "T600 "; "T900 ";
    "T1200 "
1450 '
1460 FOR J=13 TO 1 STEP -4
1470     PRINT#2,USING "##.###";C(J);
1480     FOR K=2 TO 20
1490         PRINT#2,USING " ##.##";T(K,J);
1500     NEXT K
1510     PRINT#2,
1520 NEXT J
1530 CLOSE#2
1540 '
1550 OPEN "A:1ODATOS.DAT" FOR OUTPUT AS#3
1560 '
1570 PRINT#3," t ";
1580 FOR J=1 TO 9
1590     PRINT#3,"T";USING "## ";J;
1600 NEXT J

```

```

1610 FOR J=10 TO 16
1620 PRINT#3,"T";USING "## ";J;
1630 NEXT J
1640 PRINT#3,
1650 FOR K=2 TO 13
1660 TIM(K)=(K-1)*10
1670 PRINT#3,USING "### ";TIM(K);
1680 FOR J=1 TO 16
1690 PRINT#3,USING " ##.## ";T(K,J);
1700 NEXT J
1710 PRINT#3,
1720 NEXT K
1730 FOR K=14 TO 17
1740 TIM(K)=((K-13)*2+1)*60
1750 PRINT#3,USING "### ";TIM(K);
1760 FOR J=1 TO 16
1770 PRINT#3,USING " ##.## ";T(K,J);
1780 NEXT J
1790 PRINT#3,
1800 NEXT K
1810 TIM(18)=10*60
1820 PRINT#3,USING "### ";TIM(18);
1830 FOR J=1 TO 16
1840 PRINT#3,USING " ##.## ";T(18,J);
1850 NEXT J
1860 PRINT#3,
1870 TIM(19)=15*60
1880 PRINT#3,USING "### ";TIM(19);
1890 FOR J=1 TO 16
1900 PRINT#3,USING " ##.## ";T(19,J);
1910 NEXT J
1920 PRINT#3,
1930 TIM(20)=20*60
1940 PRINT#3,USING "####";TIM(20);
1950 FOR J=1 TO 16
1960 PRINT#3,USING " ##.## ";T(20,J);
1970 NEXT J
1980 CLOSE#3
1990 '
2000 PRINT "TERMINA CORRIDA"
2010 END

```

A P E N D I C E 3

ARCHIVO Q1 Y GROUND.F

En este apéndice se presentan los archivos del código PHOENICS que se requieren para realizar la simulación.

El archivo Q1 contiene las especificaciones del problema, tales como tipo de flujo, intervalos de tiempo, la malla del dominio, la geometría, la especificación de las variables que se resuelven, condiciones de frontera y los parámetros de relajación.

El archivo GROUND.F realiza los cálculos que permiten hasta 4 distribuciones lineales de temperatura iniciales. Asigna la temperatura de entrada del chorro al laboratorio, de acuerdo a una exponencial y una distribución primera adimensional, y luego normal.

Q1

```
TALK=F;RUN(1,1);VDU=0
```

```
*****
```

```
*
```

```
* GROUP 1. Run title and other preliminaries.
```

```
*
```

```
TEXT(CHORRO EXPERIMENTAL - ESTADO TRANSITORIO)
```

```
*
```

```
*****
```

```
*
```

```
* GROUP 2. Transience; time-step specification.
```

```
*
```

```
* Unsteady-State Simulation
```

```
STEADY=f
```

```
* Final Value of Time in the Simulation: 1.200E+02
```

```
* TotalNumber of Time Steps
```

```
TFIRST=120
```

```
LSTEP=12
```

```
TLAST=600
```

```

* Equal Time-Step Distribution in Subregion 1
SUBGRD(T,1,LSTEP, TLAST, 1.000E+00)
INTEGER(NTF01,NTL01);NTF01=1;NTL01=lstep
*
*****
*
* GROUP 3. X-direction grid specification.
*
* Cylindrical-Polar Grid Selected
CARTES=F
*
xulast=3.141597
nx=5
grdpwr(x,nx,xulast,1.0)
*****
*
* GROUP 4. Y-direction grid specification.
*
* Extent of the Domain in the RADIAL Direction: 3.000E+00
* Number of Cells in the RADIAL Direction
NY=60
real(YRAD);YRAD=2.5E-02
* Equal Grid Spacing in Subregion 1
SUBGRD(Y,1,5, 2.500E-02, 1.000E+00)
INTEGER(NYF01,NYL01);NYF01=1;NYL01=5
* Equal Grid Spacing in Subregion 2
SUBGRD(Y,6,10, 2.500E-02, 1.000E+00)
INTEGER(NYF02,NYL02);NYF02=6;NYL02=10
* Equal Grid Spacing in Subregion 3
SUBGRD(Y,11,15, 5.000E-02, 1.000E+00)
INTEGER(NYF03,NYL03);NYF03=11;NYL03=15
* Power-Law Grid Spacing in Subregion 4
SUBGRD(Y,16,60, 2.875E+00, 1.600E+00)
INTEGER(NYF04,NYL04);NYF04=16;NYL04=60
*

```

```

*****
*
*   GROUP 5. Z-direction grid specification.
*
*   Extent of the Domain in the AXIAL Direction:  4.500E+00
*   Number of Cells in the AXIAL Direction
NZ=60
*   Equal Grid Spacing in Subregion 1
SUBGRD(Z,1,5, 3.300E-02, 1.000E+00)
INTEGER(NZF01,NZL01);NZF01=1;NZL01=5
*   Equal Grid Spacing in Subregion 2
SUBGRD(Z,6,7, 1.150E-02, 1.000E+00)
INTEGER(NZF02,NZL02);NZF02=6;NZL02=7
*   Power-Law Grid Spacing in Subregion 3
SUBGRD(Z,8,16, 5.000E-02, 1.000E+00)
INTEGER(NZF03,NZL03);NZF03=8;NZL03=16
*   Power-Law Grid Spacing in Subregion 4
SUBGRD(Z,17,60, 3.920E+00, 2.000E+00)
INTEGER(NZF04,NZL04);NZF04=17;NZL04=60
*****
*
*   GROUP 6. Body-fitted coordinates or grid distortion.
*
*
*****
*
*   GROUP 7. Variables stored, solved & named.
*
*   Solve for the PRESSURE
*   (Whole-Field Method) * (Arithmetic Averaging)
SOLVE(P1); SOLUTN(P1,Y,Y,Y,N,N,N)
*   Solve for the Y-DIRECTION VELOCITY COMPONENT
*   (Slab-by-Slab Method) * (Arithmetic Averaging)
SOLVE(V1)
*   Solve for the Z-DIRECTION VELOCITY COMPONENT
*   (Slab-by-Slab Method) * (Arithmetic Averaging)

```

```

SOLVE (W1)
*
name (h1)=temp;solve(temp)
SOLUTN(TEMP,Y,Y,Y,N,N,N)
*****
*
*   GROUP 8. Terms (in differential equations) & devices.
*
*
*****
*
*   GROUP 9. Properties of the medium (or media).
*
*   Set First-Phase Density Value
RHO1= 9.200E-01
*   Set Laminar Kinematic Viscosity
ENUL= 1.000E-05
*   Select K-E Turbulence Model
*   ENUT = CMU * (Mixing-StrLen) * K**0.5
*   EL1 = (CD * K**1.5)/E
TURMOD(KEMODL)
*   Set Specific-Heat Value
REAL(CP1); CP1= 1.007E+03;RG(99)=1.0/CP1
hunit=1.0/cp1
*   Set Thermal Conductivity Value
REAL(KCOND1); KCOND1= 2.630E-02
*   Set Prandtl Number
PRNDTL(TEMP)=0.7
*****
*
*   GROUP 10. Inter-phase-transfer processes and properties.
*
*
*****
*
*   GROUP 11. Initialization of variable or porosity fields.

```

```

*
* Initialize the PRESSURE
FIINIT(P1)= 1.000E-10
* Initialize the Y-DIRECTION VELOCITY COMPONENT
FIINIT(V1)= 1.000E-10
FIINIT(u1)= 1.000E-10
* Initialize the Z-DIRECTION VELOCITY COMPONENT
FIINIT(W1)= 1.000E-10
* Initialize the TURBULENT KINETIC ENERGY
FIINIT(KE)= 1.000E-10
* Initialize the KINETIC-ENERGY DISSIPATION RATE
FIINIT(EP)= 1.000E-10
*
real(tref);tref=26.00
FIINIT(TEMP)=tref
conpor(chim,0.0,north,-1,-1,-5,-5,-1,-16)
conpor(chim1,0.0,south,-1,-1,-6,-6,-1,-16)
conpor(disc,0.0,cell,-1,-1,-6,-15,-6,-7)
patch(tin1,inival,1,nx,1,ny,1,nz,1,1)
init(tin1,temp,0.0,grnd)
tin1=skip
*****
*
* GROUP 12. Convection and diffusion adjustments.
*
*
* GROUP 13. Boundary conditions and special sources.
*
real(vin,kein,epsin,tin);vin=4.32;kein=0.10*vin**2.0
tin=10.0
epsin=(0.1643*kein**1.5)/(0.1*YRAD)
* Inlet Boundary Condition,Named INLET01
PATCH(INLET01, LOW,1,1,NYF01,NYL01,NZF01,NZF01,1,1step)
COVAL(INLET01, P1, FIXFLU,RHO1* vin)
COVAL(INLET01, V1, ONLYMS, 0.000E+00)
COVAL(INLET01, W1, ONLYMS, vin)

```

```

COVAL(INLET01, TEMP, ONLYMS,tin)
COVAL(INLET01, TEMP, ONLYMS,grnd)
COVAL(INLET01, KE, ONLYMS, kein )
COVAL(INLET01, EP, ONLYMS, epsin )
    * Inlet Boundary Condition,Named SALIDA
PATCH(SALIDA, LOW,1,1,NYF02,NYL02,NZF01,NZF01,1,LSTEP)
COVAL(SALIDA, P1, FIXP,0.00)
COVAL(SALIDA, TEMP,ONLYMS,SAME)
COVAL(SALIDA, KE,ONLYMS,SAME)
COVAL(SALIDA, EP,ONLYMS,SAME)
    * WALL Boundary Condition,Named TUBO
PATCH(TUBO,NWALL,1,1,NYL01,NYL01,NZF01,NZL03,1,LSTEP)
COVAL(TUBO, W1, GRND2, 0.000E+00)
COVAL(TUBO, KE, GRND2,GRND2)
COVAL(TUBO, EP, GRND2,GRND2)
PATCH(TUBA,SWALL,1,1,NYL01+1,NYL01+1,NZF01,NZL03,1,LSTEP)
COVAL(TUBA, W1, GRND2, 0.000E+00)
COVAL(TUBA, KE, GRND2,GRND2)
COVAL(TUBA, EP, GRND2,GRND2)
    * WALL Boundary Condition,Named TAPA
PATCH(TAPA, HWALL,1,1,NYF02,NYL03,NZL02,NZL02,1,LSTEP)
COVAL(TAPA, V1, GRND2, 0.000E+00)
COVAL(TAPA, KE, GRND2,GRND2)
COVAL(TAPA, EP, GRND2,GRND2)
PATCH(TAPo,LWALL,1,1,NYF02,NYL03,NZL02+1,NZL02+1,1,LSTEP)
COVAL(TAPo, V1, GRND2, 0.000E+00)
COVAL(TAPo, KE, GRND2,GRND2)
COVAL(TAPo, EP, GRND2,GRND2)
tapa=skip
tapo=skip
    * WALL Boundary Condition,Named TAPO
PATCH(TOPO, HWALL,1,1,NYF02,NYL03,NZL01,NZL01,1,LSTEP)
COVAL(TOPO, V1, GRND2, 0.000E+00)
COVAL(TOPO, KE, GRND2,GRND2)
COVAL(TOPO, EP, GRND2,GRND2)
PATCH(TIPo,LWALL,1,1,NYF02,NYL03,NZL01+1,NZL01+1,1,LSTEP)

```

```

COVAL(TIPO, V1, GRND2, 0.000E+00)
COVAL(TIPO, KE, GRND2,GRND2)
COVAL(TIPO, EP, GRND2,GRND2)
tipo=skip
tipo=skip
    * WALL Boundary Condition,Named SUELO
PATCH(SUELO, LWALL,1,1,NYF03,NYL04,NZF01,NZF01,1,LSTEP)
COVAL(SUELO, V1, GRND2, 0.000E+00)
COVAL(SUELO, KE, GRND2,GRND2)
COVAL(SUELO, EP, GRND2,GRND2)
    * WALL Boundary Condition,Named TECHO
PATCH(TECHO, HWALL,1,1,NYF01,NYL04,NZL04,NZL04,1,LSTEP)
COVAL(TECHO, V1, GRND2, 0.000E+00)
COVAL(TECHO, KE, GRND2,GRND2)
COVAL(TECHO, EP, GRND2,GRND2)
    * WALL Boundary Condition,Named PARED
PATCH(PARED,NWALL,1,1,NYL04,NYL04,NZF01,NZL04,1,LSTEP)
COVAL(PARED, W1, GRND2, 0.000E+00)
COVAL(PARED, KE, GRND2,GRND2)
COVAL(PARED, EP, GRND2,GRND2)
    * PLATE Boundary Condition,Named PLATUBO
PATCH(PLATUBO,NORTH,1,1,NYL01,NYL01,NZF01,NZL03,1,LSTEP)
COVAL(PLATUBO, V1, FIXVAL, 0.000E+00)
    * PLATE Boundary Condition,Named PLATAPA
PATCH(PLATAPA, HIGH,1,1,NYF02,NYL03,NZL02,NZL02,1,LSTEP)
COVAL(PLATAPA, W1, FIXVAL, 0.000E+00)
platapa=skip
    *
    * GRAVITY FORCE Boundary Condition, Named BUOY
PATCH(BUOY1, PHASEM,1,1, 1, NY, 1, NZ,1,LSTEP)
COVAL(BUOY1, W1, FIXFLU,GRND3)
    * Gravity Force Z-Direction Component
RSG10=-9.800E+00
    * Boussinesq Approximation Constants
RSG2=-3.300E-03;RSG1=-tref*RSG2

```

```

*****
*
* GROUP 14. Downstream pressure for PARAB=.TRUE..
*
*
*****
*
* GROUP 15. Termination of sweeps.
*
* Number of Iterative Sweeps (Outer Iterations)
LSWEEP=100
*****
*
* GROUP 16. Termination of iterations.
*
*
*****
*
* GROUP 17. Under-relaxation devices.
*
relax(temp,falsdt,3.00E+03)
relax(v1,falsdt,3.00E+02)
relax(w1,falsdt,3.00E+02)
relax(ep,falsdt,5.00E+01)
relax(ke,falsdt,5.00E+02)
*
*****
*
* GROUP 18. Limits on variables or increments to them.
*
*
*****
*
* GROUP 19. Data communicated by satellite to GROUND.
*
lg(2)=t

```

csg1=b;isg2=3

*

rg(4)=22.51;rg(6)=14.36

rg(5)=0.04304;rg(7)=0.0059

* Constantes para determinar las condiciones de entrada

rg(12)=-0.18657;rg(13)=1.5130;rg(14)=-4.92;rg(15)=31.25

*

* GROUP 20. Preliminary print-out.

*

* Activate Printout of Satellite Data.

ECHO=T

*

*

* GROUP 21. Print-out of variables.

*

* Printout for the PRESSURE

OUTPUT(P1,n,N,N,Y,Y)

* Printout for the Y-DIRECTION VELOCITY COMPONENT

OUTPUT(V1,n,N,N,Y,Y)

* Printout for the Z-DIRECTION VELOCITY COMPONENT

OUTPUT(W1,n,N,N,Y,Y)

* Printout for the TURBULENT KINETIC ENERGY

OUTPUT(KE,n,N,N,Y,Y)

* Printout for the KINETIC-ENERGY DISSIPATION RATE

OUTPUT(EP,n,N,N,Y,Y)

OUTPUT(temp,y,N,N,Y,Y)

*

*

* GROUP 22. Spot-value print-out.

*

* Y-Direction Index of Spot-Value

IYMON=5

* Z-Direction Index of Spot-Value

IZMON=10

*

*

* GROUP 23. Field print-out and plot control.

*

* Frequency of tabulation/plots of Spot/Residuals Values

* (DONOT Reset)

NPLT=1

* Time-Step Frequency of Field Printout

* (DONOT Reset)

NTPRIN=1;

ISTPRF=LSTEP

* Print TABLES AND PLOTS of Spot-Values and Residuals

ITABL=3

*

*

* GROUP 24. Preparations for continuation runs.

*

* Save the Final Flow Field in a RE-START File

SAVE=T;NSAVE=CHAM

RESTRT (ALL)

*

STOP

GROUND.F

PROGRAM MAIN

C FILE NAME GROUND.FTN-----200190

C

C THIS IS THE MAIN PROGRAM OF EARTH

C

C (C) COPYRIGHT 1984, LAST REVISION 1989.

C CONCENTRATION HEAT AND MOMENTUM LTD. ALL RIGHTS RESERVED.

C This subroutine and the remainder of the PHOENICS code are
C proprietary software owned by Concentration Heat and Momentum
C Limited, 40 High Street, Wimbledon, London SW19 5AU, England.

C

C

C PROGRAM MAIN

C

C 1 The following COMMON's, which appear identically in the
C satellite MAIN program, allow up to 50 dependent variables to
C be solved for (or their storage spaces to be occupied by
C other variables, such as density). If a larger number is
C required, the PARAMETER NUMPHI should be reset to the required
C larger number. Numbers less than 50 are not permitted.

C

PARAMETER (NUMPHI=50, NM=NUMPHI, NM4=NM*4)

C

COMMON/LGE4/L4 (NM)

1/LDB1/L5 (NM) /IDA1/I1 (NM) /IDA2/I2 (NM) /IDA3/I3 (NM) /IDA4/I4 (NM)

1/IDA5/I5 (NM) /IDA6/I6 (NM) /GI1/I7 (NM) /GI2/I8 (NM) /HDA1/IH1 (NM)

1/GH1/IH2 (NM) /RDA1/R1 (NM) /RDA2/R2 (NM) /RDA3/R3 (NM) /RDA4/R4 (NM)

1/RDA5/R5 (NM) /RDA6/R6 (NM) /RDA7/R7 (NM) /RDA8/R8 (NM) /RDA9/R9 (NM)

1/RDA10/R10 (NM) /RDA11/R11 (NM)

1/GR1/R12 (NM) /GR2/R13 (NM) /GR3/R14 (NM) /GR4/R15 (NM)

1/IP1P1/IP1 (NM) /HPIP2/IHP2 (NM) /RPIP1/RVAL (NM) /LPIP1/LVAL (NM)

1/IFPL/IPL0 (NM) /RFPL1/ORPRIN (NM) /RFPL2/ORMAX (NM)

1/RFPL3/ORMIN (NM) /IDA7/ID7 (NM) /IDA8/ID8 (NM)

LOGICAL L1,L2,L3,L4,L5,DBGFIL,LVAL

CHARACTER*4 IH1,IH2,IHP2,NSDA

C

COMMON/F01/I9(NM4)

COMMON/DISC/DBGFIL

COMMON/LUNITS/LUNIT(60)

C

EXTERNAL WAYOUT

C

C 2 Set dimensions of data-for-GROUND arrays here. WARNING: the
C corresponding arrays in the MAIN program of the satellite
C (see SATLIT) must have the same dimensions.

PARAMETER (NLG=20, NIG=200, NRG=100, NCG=10)

C

COMMON/LGRND/LG(NLG)/IGRND/IG(NIG)/RGRND/RG(NRG)/CGRND/CG(NCG)

LOGICAL LG

CHARACTER*4 CG

C

C 3 Set dimensions of data-for-GREX arrays here. WARNING: the
C corresponding arrays in the MAIN program of the satellite
C (see SATLIT) must have the same dimensions.

PARAMETER (NLSG=20, NISG=20, NRSG=100, NCSG=10)

C

COMMON/LSG/LSGD(NLSG)/ISG/ISGD(NISG)/RSG/RSGD(NRSG)/CSG/CSGD(NCSG)

LOGICAL LSGD

CHARACTER*4 CSGD

C

C 4 Set dimension of patch-name array here. WARNING: the array
C NAMPAT in the MAIN program of the satellite must have the
C same dimension.

PARAMETER (NPNAM=1000)

C

COMMON/NPAT/NAMPAT(NPNAM)

COMMON/LWFUN1/DOSKIN(NPNAM)

COMMON/LWFUN2/DHCHKD(NPNAM)

CHARACTER*8 NAMPAT

C
C CONFIG FILE name declaration.
COMMON/CNFG/CNFIG
CHARACTER CNFIG*48

C
C 5 The numbers in the next statement indicates how much computer
C memory is to be set aside for storing the main and auxiliary
C variables. The user may alter them if he wishes, to accord
C with the number of grid nodes and dependent variables he is
C concerned with.
PARAMETER (NFDIM=300000)

C
COMMON F(NFDIM)

C
C 6 The following three statements concern storage for the
PATCH-wise

C variables. If more than 30 PATCH-wise variables are required
C NPVDM should be increased and the common block /LBPV/ in the
C include file GRDLOC15 should be lengthened.

PARAMETER (NPVDM=30)
COMMON/INDEPV/NPVMX,NIMAX,NITOT,L0PV(NPVDM)

C
CALL SUB2 (NPVMX,NPVDM,NIMAX,NPVDM)

C
CALL CNFGZZ(2)
CALL EARSET(1)
CALL OPENFL(6)

C
CALL MAIN1 (NFDIM,NUMPHI,NLSG,NISG,NRSG,NCSG,NLG,NIG,NRG,NCG)
CALL WAYOUT(0)
STOP
END

C*****
SUBROUTINE GROSTA
INCLUDE 'SATEAR'

INCLUDE 'GRDLOC'

INCLUDE 'GRDEAR'

C

C.... This subroutine acts as a junction-box, directing control to
C the GROUNDS selected by the SATELLITE settings of USEGRX,
C NAMGRD & USEGRD.

C

C Subroutine GREX contains options for fluid properties,
C turbulence models, wall functions, chemical reaction etc.
C The version of GREX supplied with PHOENICS 1.5 is GREX3.
C Earlier revisions of GREX can be used with care.

C

IF(USEGRX) CALL GREX3

C

C.... SPECGR, SPC1GR, SPC2GR and SPC3GR are names which the user may
C give to "special GROUNDS" of his own.

C

IF(NAMGRD.NE.'NONE') THEN
IF(NAMGRD.EQ.'SPEC') THEN
CALL SPECGR
ELSE IF(NAMGRD.EQ.'SPC1') THEN
CALL SPC1GR
ELSE IF(NAMGRD.EQ.'SPC2') THEN
CALL SPC2GR
ELSE IF(NAMGRD.EQ.'SPC3') THEN
CALL SPC3GR

C

ELSE

CALL WRITBL
CALL WRITST
CALL WRIT40('NAMGRD set but no CALL made, ie. ')
CALL WRIT1A('NAMGRD ',NAMGRD)
CALL WRIT40(' Permissible calls for this GROSTA are:-')
CALL WRIT40('SPEC, SPC1, SPC2, SPC3, ')
CALL WRIT40('Use upper case only!! ')
CALL WRITST

LOGICAL LG
CHARACTER*4 CG

C
C 2 User dimensions own arrays here, for example:
C DIMENSION GUH(10,10),GUC(10,10),GUX(10,10),GUZ(10)
parameter(nydim=100,nxdim=100,nzdim=100)
dimension gycor(nydim,nxdim),gporo(nydim,nxdim)
dimension gconc(nydim,nxdim),gzdist(nzdim)
dimension uvel(nydim,nxdim),vvel(nydim,nxdim)
dimension wvel(nydim,nxdim),vtot(nydim,nxdim)

C
C 3 User places his data statements here, for example:
C DATA NXDIM,NYDIM/10,10/
C

C 4 Insert own coding below as desired, guided by GREX examples.
C Note that the satellite-to-GREX special data in the labelled
C COMMONs /RSG/, /ISG/, /LSG/ and /CSG/ can be included and
C used below but the user must check GREX for any conflicting
C uses. The same comment applies to the EARTH-spare working
C arrays EASP1, EASP2, ...EASP20. In addition to the EASPs,
C there are 10 GRound-earth SPare arrays, GRSP1, ...,GRSP10,
C supplied solely for the user, which are not used by GREX. If
C the call to GREX has been deactivated then all of the arrays
C may be used without reservation.
C

IXL=IABS(IXL)
IF(IGR.EQ.13) GO TO 13
IF(IGR.EQ.19) GO TO 19
GO TO (1,2,3,4,5,6,25,8,9,10,11,12,13,14,25,25,25,25,19,20,25,
125,23,24),IGR

25 CONTINUE

RETURN

C*****

C
C--- GROUP 1. Run title and other preliminaries
C

```

1 GO TO (1001,1002),ISC
1001 CONTINUE
    call make (yg2d)
    call make (grsp1)
    call make (grsp2)
    call make (grsp9)
c    OPEN (UNIT=30,FILE='VPOVAL',STATUS='OLD',FORM='FORMATTED')
c    OPEN (UNIT=31,FILE='EPOVAL',STATUS='OLD',FORM='FORMATTED')
c    OPEN (UNIT=32,FILE='NPOVAL',STATUS='OLD',FORM='FORMATTED')
c    OPEN (UNIT=33,FILE='HPOVAL',STATUS='OLD',FORM='FORMATTED')
c    OPEN (UNIT=34,FILE='CONCENA',STATUS='OLD',FORM='FORMATTED')
C
C    User may here change message transmitted to the VDU screen or
C    batch-run log file.
    IF (IGR.EQ.1.AND.ISC.EQ.1) THEN
        CALL WRYT40('GROUND file is GROVALLE.F of:      140992 ')
        CALL WRYT40('PHOENICS version number is :      1.5.3  ')
    ENDIF
C
    RETURN
1002 CONTINUE
    RETURN
C*****
C
C--- GROUP 2. Transience; time-step specification
C
    2 CONTINUE
    RETURN
C*****
C
C--- GROUP 3. X-direction grid specification
C
    3 CONTINUE
    RETURN
C*****
C

```

C--- GROUP 4. Y-direction grid specification

C

4 CONTINUE

RETURN

C*****

C

C--- GROUP 5. Z-direction grid specification

C

5 CONTINUE

RETURN

C*****

C

C--- GROUP 6. Body-fitted coordinates or grid distortion

C

6 CONTINUE

RETURN

C*****

C * Make changes for this group only in group 19.

C--- GROUP 7. Variables stored, solved & named

C*****

C

C--- GROUP 8. Terms (in differential equations) & devices

C

8 GO TO (81,82,83,84,85,86,87,88,89,810,811,812,813,814,815)

1,ISC

81 CONTINUE

C * ----- SECTION 1 -----

C For U1AD.LE.GRND--- phase 1 additional velocity. Index VELAD

RETURN

82 CONTINUE

C * ----- SECTION 2 -----

C For U2AD.LE.GRND--- phase 2 additional velocity. Index VELAD

RETURN

83 CONTINUE

C * ----- SECTION 3 -----

C For V1AD.LE.GRND--- phase 1 additional velocity. Index VELAD

```

RETURN
84 CONTINUE
C * ----- SECTION 4 -----
C For V2AD.LE.GRND--- phase 2 additional velocity. Index VELAD
RETURN
85 CONTINUE
C * ----- SECTION 5 -----
C For W1AD.LE.GRND--- phase 1 additional velocity. Index VELAD
RETURN
86 CONTINUE
C * ----- SECTION 6 -----
C For W2AD.LE.GRND--- phase 2 additional velocity. Index VELAD
RETURN
87 CONTINUE
C * ----- SECTION 7 ---- Volumetric source for gala
RETURN
88 CONTINUE
C * ----- SECTION 8 ---- Convection fluxes
RETURN
89 CONTINUE
C * ----- SECTION 9 ---- Diffusion coefficients
RETURN
810 CONTINUE
C * ----- SECTION 10 --- Convection neighbours
RETURN
811 CONTINUE
C * ----- SECTION 11 --- Diffusion neighbours
RETURN
812 CONTINUE
C * ----- SECTION 12 --- Linearised sources
RETURN
813 CONTINUE
C * ----- SECTION 13 --- Correction coefficients
RETURN
814 CONTINUE
C * ----- SECTION 14 --- User's solver

```

RETURN

815 CONTINUE

C * ----- SECTION 15 --- Change solution

RETURN

C

C * See the equivalent section in GREX for the indices to be
C used in sections 7 - 15

C

C * Make all other group-8 changes in GROUP 19.

C*****

C

C--- GROUP 9. Properties of the medium (or media)

C

C The sections in this group are arranged sequentially in their
C order of calling from EARTH. Thus, as can be seen from below,
C the temperature sections (10 and 11) precede the density
C sections (1 and 3); so, density formulae can refer to
C temperature stores already set.

9 GO TO (91,92,93,94,95,96,97,98,99,900,901,902,903,904,905),ISC

C*****

900 CONTINUE

C * ----- SECTION 10 -----

C For TMP1.LE.GRND----- phase-1 temperature Index TEMP1

RETURN

901 CONTINUE

C * ----- SECTION 11 -----

C For TMP2.LE.GRND----- phase-2 temperature Index TEMP2

RETURN

902 CONTINUE

C * ----- SECTION 12 -----

C For EL1.LE.GRND----- phase-1 length scale Index LEN1

RETURN

903 CONTINUE

C * ----- SECTION 13 -----

C For EL2.LE.GRND----- phase-2 length scale Index LEN2

RETURN

```

904 CONTINUE
C * ----- SECTION 14 -----
C For SOLVE(TEMP1)----- phase-1 specic heat
  RETURN
905 CONTINUE
C * ----- SECTION 15 -----
C For SOLVE(TEMP2)----- phase-2 specic heat
  RETURN
91 CONTINUE
C * ----- SECTION 1 -----
C For RHO1.LE.GRND--- density for phase 1      Index DEN1
  RETURN
92 CONTINUE
C * ----- SECTION 2 -----
C For DRH1DP.LE.GRND---  $D(\text{LN}(\text{DEN}))/\text{DP}$  for phase 1
C                                     Index D1DP
  RETURN
93 CONTINUE
C * ----- SECTION 3 -----
C For RHO2.LE.GRND--- density for phase 2      Index DEN2
  RETURN
94 CONTINUE
C * ----- SECTION 4 -----
C For DRH2DP.LE.GRND---  $D(\text{LN}(\text{DEN}))/\text{DP}$  for phase 2
C                                     Index D2DP
  RETURN
95 CONTINUE
C * ----- SECTION 5 -----
C For ENUT.LE.GRND--- reference turbulent kinematic viscosity
C                                     Index VIST
  RETURN
96 CONTINUE
C * ----- SECTION 6 -----
C For ENUL.LE.GRND--- reference laminar kinematic viscosity
C                                     Index VISL
  RETURN

```

```

97 CONTINUE
C * ----- SECTION 7 -----
C For PRNDTL( ).LE.GRND--- laminar PRANDTL nos., or diffusivity
C                                     Index LAMPR
C RETURN
98 CONTINUE
C * ----- SECTION 8 -----
C For PHINT( ).LE.GRND--- interface value of first phase
C                                     Index FII1
C RETURN
99 CONTINUE
C * ----- SECTION 9 -----
C For PHINT( ).LE.GRND--- interface value of second phase
C                                     Index FII2
C RETURN
C*****
C
C--- GROUP 10. Inter-phase-transfer processes and properties
C
C 10 GO TO (101,102,103,104),ISC
101 CONTINUE
C * ----- SECTION 1 -----
C For CFIPS.LE.GRND--- inter-phase friction coeff.
C                                     Index AUX(INTFRC)
C RETURN
102 CONTINUE
C * ----- SECTION 2 -----
C For CMDOT.EQ.GRND- inter-phase mass transfer Index AUX(INTMDT)
C RETURN
103 CONTINUE
C * ----- SECTION 3 -----
C For CINT( ).EQ.GRND--- phase1-to-interface transfer coefficients
C                                     Index COI1
C RETURN
104 CONTINUE
C * ----- SECTION 4 -----

```

```

C   For CINT( ).EQ.GRND--- phase2-to-interface transfer coefficients
C
C                                     Index COI2
C   RETURN
C*****
C
C--- GROUP 11. Initialization of variable or porosity fields
C                                     Index VAL
C   11 CONTINUE
capp ... start
capp ... Las siguientes lineas son para topografia del valle
c   IF (INDVAR.EQ.VPOR) THEN
c       DO IY=1,NY
c           READ(30,1114) (GPORO(IY,IX),IX=1,NX)
c       END DO
c   ELSE IF (INDVAR.EQ.EPOR) THEN
cc       DO IY=1,NY
c           READ(31,1114) (GPORO(IY,IX),IX=1,NX)
c       END DO
c   ELSE IF (INDVAR.EQ.NPOR) THEN
c       DO IY=1,NY
c           READ(32,1114) (GPORO(IY,IX),IX=1,NX)
c       END DO
c   ELSE IF (INDVAR.EQ.HPOR) THEN
c       DO IY=1,NY
c           READ(33,1114) (GPORO(IY,IX),IX=1,NX)
c       END DO
c   ENDIF
c   CALL SETYX(VAL,GPORO,NYDIM,NXDIM)
c 1114 FORMAT(58F4.2)
C   IF (INDVAR.EQ.14) THEN
CAPP El siguiente if selecciona las coordenadas verticales (Y)
c... dependiendo del tipo de malla, i.e., bfc o cartes y las
c... coordenadas Z para una malla polar
C   if(bfc) then
C       if(isweep.eq.1) write(6,*) ' B F C   !!!!!!!'
C       call fngbfc(grsp1,69,1)

```


GO TO (130,131,132,133,134,135,136,137,138,139,1310,
11311,1312,1313,1314,1315,1316,1317,1318,1319,1320,1321),ISC

130 CONTINUE

C----- SECTION 1 ----- coefficient = GRND

RETURN

131 CONTINUE

C----- SECTION 2 ----- coefficient = GRND1

RETURN

132 CONTINUE

C----- SECTION 3 ----- coefficient = GRND2

RETURN

133 CONTINUE

C----- SECTION 4 ----- coefficient = GRND3

RETURN

134 CONTINUE

C----- SECTION 5 ----- coefficient = GRND4

RETURN

135 CONTINUE

C----- SECTION 6 ----- coefficient = GRND5

RETURN

136 CONTINUE

C----- SECTION 7 ----- coefficient = GRND6

RETURN

137 CONTINUE

C----- SECTION 8 ----- coefficient = GRND7

RETURN

138 CONTINUE

C----- SECTION 9 ----- coefficient = GRND8

RETURN

139 CONTINUE

C----- SECTION 10 ----- coefficient = GRND9

RETURN

1310 CONTINUE

C----- SECTION 11 ----- coefficient = GRND10

RETURN

1311 CONTINUE

C----- SECTION 12 ----- value = GRND

CAPP flujo parabolico simple a la entrada

```
c      if(indvar.eq.p1) then
c      write(6,*) 'estoy calculando flujo masico !!!!!!'
c      call fn3(val,yg2d,rg(1)*rho1,0.0,rho1*rg(2))
c      else
c      call fn3(val,yg2d,0.0,0.0,rg(1))
c      call fn3(val,yg2d,rg(1),0.0,rg(2))
c      endif
```

c
c
c
c
c

CAPP Lo siguiente asigna la temperatura de entrada del chorro

c... al LABORATORIO, de acuerdo a una exponencial y una distribucion

c... primero adimensional, y luego normal.

```
      if(indvar.eq.14) then
        if(tim.le.10.0) then
          call fn1(val,28.5)
          call getone(VAL,TTTT,3,1)
          write(6,*) 'tiempo, temperatura ',tim,tttt
        else
          call fn43(val,grsp9,0.0,tim)
          call fn25(val,rg(12))
          call fn33(val,rg(13))
          call fn25(val,rg(14))
          call fn33(val,rg(15))
        endif
      endif
      if(isweep.eq.l sweep-1) then
        call getone(VAL,TTTT,3,1)
        write(6,*) 'tiempo, temperatura ',tim,tttt
      endif
    endif
  endif
c      else
```

CAPP Lo siguiente es para condiciones de flujo y velocidad del viento

```

c... a la entrada dependiendo de si es bfc o no.
c   if(.not.bfc) then
c     if(indvar.eq.p1) then
c       call fn9(val,yg2d,rg(3)*rg(1),0.,rg(2),0.0)
c     else if(indvar.eq.w1) then
c       call fn9(val,yg2d,rg(1),0.,rg(2),0.0)
c     endif
c   else
c     call fngbfc(grsp1,69,1)
c     if(indvar.eq.p1) then
c       call fn9(val,grsp1,rg(3)*rg(1),0.,rg(2),0.0)
c     else if(indvar.eq.u1) then
c       call fn9(val,grsp1,-rg(1),0.,rg(2),0.0)
c     endif
c   endif
c   endif
c   RETURN
1312 CONTINUE
C----- SECTION 13 ----- value = GRND1
CAPP Lo siguiente asigna a C3 la distribucion de contaminantes
c... una sola vez, y luego lo emplea como valor para C1.
c   write(6,*) 'estoy en el grupo 13 ',isweep,istep
c   write(6,11151) isweep,istep
c11151 format(5x,'isweep=',i3,5x,'istep=',i3)
c   IF(ISTEP.EQ.1.AND.ISWEEP.EQ.1) THEN
c     DO IY=1,NY
c     write(6,11152) iy
c11152 format(5x,'before read iy=',i3)
c     READ(34,1115) (GCONC(IY,IX),IX=1,NX)
c     write(6,11153) gconc(iy,1)
c11153 format(5x,'after read first value=',f5.3)
c     write(6,*) 'zeta, y...',izstep,iy,iz
c     END DO
c   CALL SETYX(C3,GCONC,NYDIM,NXDIM)
c   ENDIF
c1115 FORMAT(58F4.2)

```

```

c   IF (INDVAR.EQ.C1) then
c       CALL FNO (VAL,C3)
c       write(6,*) 'estoy asignando val: IZ =', izstep
c   ENDIF
c   RETURN
1313 CONTINUE
C----- SECTION 14 ----- value = GRND2
c   RETURN
1314 CONTINUE
C----- SECTION 15 ----- value = GRND3
c   RETURN
1315 CONTINUE
C----- SECTION 16 ----- value = GRND4
c   RETURN
1316 CONTINUE
C----- SECTION 17 ----- value = GRND5
c   RETURN
1317 CONTINUE
C----- SECTION 18 ----- value = GRND6
c   RETURN
1318 CONTINUE
C----- SECTION 19 ----- value = GRND7
c   RETURN
1319 CONTINUE
C----- SECTION 20 ----- value = GRND8
c   RETURN
1320 CONTINUE
C----- SECTION 21 ----- value = GRND9
c   RETURN
1321 CONTINUE
C----- SECTION 22 ----- value = GRND10
c   RETURN
C*****
C
C--- GROUP 14. Downstream pressure for PARAB=.TRUE.
C

```

14 CONTINUE

RETURN

C*****

C* Make changes for these groups only in GROUP 19.

C--- GROUP 15. Termination of sweeps

C--- GROUP 16. Termination of iterations

C--- GROUP 17. Under-relaxation devices

C--- GROUP 18. Limits on variables or increments to them

C*****

C

C--- GROUP 19. Special calls to GROUND from EARTH

C

19 GO TO (191,192,193,194,195,196,197,198),ISC

191 CONTINUE

C * ----- SECTION 1 ---- Start of time step.

c write(6,*) 'estoy en el grupo 19 antes del IF'

c IF(ISTEP.EQ.1) THEN

c write(6,*) 'estoy en el grupo 19 ',isweep,istep

c DO IY=1,NY

c READ(34,1115) (GCONC(IY,IX),IX=1,NX)

c write(6,*) 'zeta, y...',izstep,iy,iz

c END DO

c ENDIF

c1115 FORMAT(58F6.2)

RETURN

192 CONTINUE

C * ----- SECTION 2 ---- Start of sweep.

RETURN

193 CONTINUE

C * ----- SECTION 3 ---- Start of iz slab.

RETURN

194 CONTINUE

C * ----- SECTION 4 ---- Start of iteration.

RETURN

195 CONTINUE

C * ----- SECTION 5 ---- Finish of iteration.

RETURN

196 CONTINUE

```
C * ----- SECTION 6 ---- Finish of iz slab.
c   if(isweep.eq.lswEEP) then
c     write(6,*) 'estoy en el slab ',iz,izstep
c     call fn2(c3,c1,0.,0.01)
c   endif
```

RETURN

197 CONTINUE

```
C * ----- SECTION 7 ---- Finish of sweep.
capp ... Calculo de velocidad absoluta (C2) y factor de suciedad (C3)
c   if(isweep.eq.lswEEP) then
c     write(6,*) 'velocidad total !!!!!!!!!!!!! '
c     call getyx(u1,uvel,nydim,nxdim)
c     call getyx(v1,vvel,nydim,nxdim)
c     call getyx(w1,wvel,nydim,nxdim)
c     call getyx(c2,vtot,nydim,nxdim)
c     do iy=1,ny
c     do ix=1,nx
c       ucuad=uvel(iy,ix)*uvel(iy,ix)
c       vcuad=vvel(iy,ix)*vvel(iy,ix)
c       wcuad=wvel(iy,ix)*wvel(iy,ix)
c       vtot(iy,ix)=sqrt(ucuad+vcuad+wcuad)
c     if(iy.eq.5.and.ix.eq.1) then
c       write(14,*) 'u , v , w , ',uvel(iy,ix),vvel(iy,ix)
c     &           ,wvel(iy,ix)
c     write(14,*) 'vtot ',vtot(iy,ix)
c     write(6,*) 'vtot ',vtot(iy,ix)
c   endif
c   end do
c   end do
c   call setyx(c2,vtot,nydim,nxdim)
c   endif
RETURN
```

198 CONTINUE

```
C * ----- SECTION 8 ---- Finish of time step.
```

```

C
      RETURN
C*****
C
C--- GROUP 20. Preliminary print-out
C
      20 CONTINUE
      RETURN
C*****
C* Make changes for these groups only in GROUP 19.
C--- GROUP 21. Print-out of variables
C--- GROUP 22. Spot-value print-out
C*****
C
C--- GROUP 23. Field print-out and plot control
      23 CONTINUE
      RETURN
C*****
C
C--- GROUP 24. Dumps for restarts
C
      24 CONTINUE
      END
C*****
      SUBROUTINE SPECGR
      CALL WRIT40('Dummy subroutine SPECGR called.      ')
      CALL WAYOUT(2)
      END
C*****
      SUBROUTINE SPC1GR
      CALL WRIT40('Dummy subroutine SPC1GR called.      ')
      CALL WAYOUT(2)
      END
C*****
      SUBROUTINE SPC2GR
      CALL WRIT40('Dummy subroutine SPC2GR called.      ')

```

CALL WAYOUT(2)

END

C*****

SUBROUTINE SPC3GR

CALL WRIT40('Dummy subroutine SPC3GR called.')

CALL WAYOUT(2)

END

C*****

SUBROUTINE QUIZ

C--- This subroutine is used by CHAM for de-bugging

END

C*****

SUBROUTINE DUMPPWV

END