

CAPÍTULO 3. AMPLIFICADOR OLEOHIDRÁULICO: SISTEMA TOBERA PALETA.

3.1 SISTEMA PALETA TOBERA.

3.1.1 GENERALIDADES.

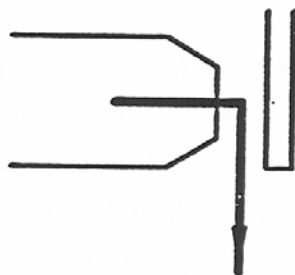
El sistema paleta tobera es un elemento de restricción regulable, constituido por una paleta y una tobera tal como se muestra en la figura 1.

La paleta se desplaza paralelamente a la boca del orificio, creando diferentes secciones de flujo para el fluido. La distancia entre la tobera y la paleta es, en general, muy pequeña, del orden de pocas centésimas de milímetro.

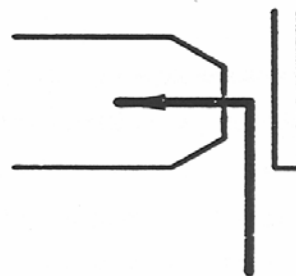
En base al sentido del flujo, vamos a distinguir dos configuraciones de flujo.

1.- Caso TP: es cuando el fluido sale de la tobera en dirección hacia la paleta, fig 1a. En este caso las fuerzas debidas a la cantidad de movimiento asociada al fluido conjuntamente con las fuerzas debidas a la presión estática, tienden a aumentar la distancia tobera paleta.

2.- Caso PT: es cuando el fluido pasa a traves del intersticio entre la paleta y la tobera y fluye hacia el interior de la tobera, fig 1b. En esta configuración, la fuerza resultante de las fuerzas de presión y flujo que actúan sobre la paleta, tiende a disminuir la distancia tobera paleta.



Flujo tobera paleta.



Flujo paleta tobera.

La geometría del sistema queda caracterizada por el diámetro del orificio de la tobera (d), el diámetro de la parte plana del extremo de la tobera (D), la distancia tobera paleta (X), y el ángulo del cono de la tobera θ . Ver fig. 2.

El chorro de fluido que sale del orificio de la tobera (2) está sometido a un estrangulamiento progresivo al atravesar el juego entre tobera y paleta. Esto hace que se forme en el centro de la tobera una zona de estancamiento del fluido de forma cónica (3) cuya base coincide con la superficie formada por el diámetro interior de la tobera.

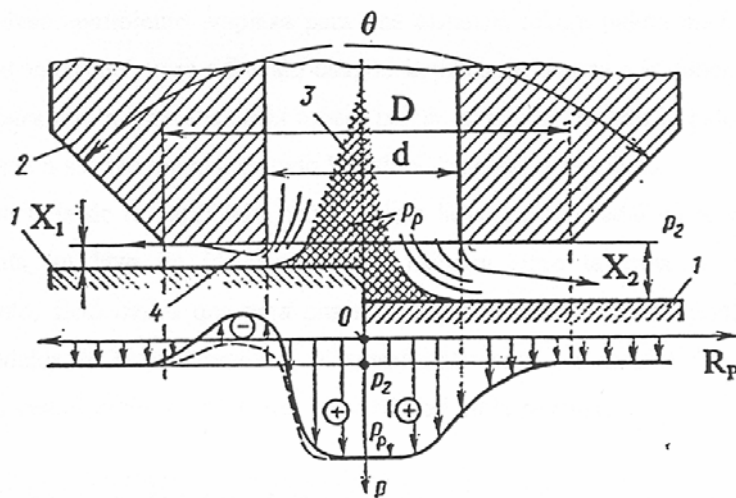


Fig. 2 Esquema de comportamiento del flujo y distribución de presiones en el sistema paleta tobera.

En este dominio cónico, la velocidad media del fluido es nula, y en consecuencia, la presión es prácticamente igual a la presión que reina en la parte central de la paleta P_p .

Vamos a considerar inicialmente el flujo de fluido cuando la distancia tobera paleta es pequeña, (parte izquierda de la figura 2). Al entrar el fluido dentro de la zona caracterizada por una distancia tobera paleta X_1 , el chorro de fluido se despega inicialmente del extremo de la tobera, para posteriormente ocupar todo el canal formado entre tobera y paleta. En la zona 4 en la que se produce el citado desprendimiento, la velocidad del fluido es muy

elevada, con lo cual existe la posibilidad de que en esta zona la presión sea inferior a la presión exterior P_2 .

Por otro lado, cuando la distancia tobera - paleta aumenta, (parte derecha de la figura), el fluido se desprende totalmente de la tobera. La distribución de presión a lo largo de la paleta, va disminuyendo progresivamente a medida que aumenta el radio.

Hay que destacar, que el cambio de modelo de flujo se produce para condiciones diferentes según la paleta se aproxime o se aleje de la tobera. En efecto, cuando la paleta se aleja de la tobera, el desprendimiento empieza para una distancia tobera paleta mayor que la que corresponde al inicio del flujo adherido cuando la paleta se acerca a la tobera. Además se observa que para una misma distancia tobera paleta, el caudal cuando la paleta se aleja de la tobera, tiende a ser mayor que cuando la paleta se acerca a la tobera.

Como consecuencia de lo explicado, tenemos que la curva de caudal en el sistema paleta tobera presenta un lazo de histéresis en la frontera entre la zona de adherencia y desprendimiento. Esto indica que para una misma posición de la paleta, podemos llegar a tener dos modelos de flujo diferentes, y consecuentemente dos distribuciones de presión diferentes, las cuales crearán una cierta inestabilidad en el sistema.

En la práctica, para evitar la existencia de dos modelos de flujo diferentes, (desprendimiento y adherencia), se han adoptado varias soluciones:

-Redondeamiento de las aristas de la tobera. Esto permite suprimir la zona de desprendimiento a la salida de la tobera cuando estamos en el modelo de flujo adherido, consiguiendo además que desaparezca la posible depresión en dicha zona. Este método es raramente usado, debido a las dificultades tecnológicas de mecanización y control.

-Incremento de la contra presión en el exterior. La contrapresión provoca una deformación del flujo, la cual conduce a una desaparición prácticamente total de los desprendimientos. Este método está limitado para los casos en los que la contrapresión no sea perjudicial para el estado técnico del sistema.

-Disminución del diámetro exterior de la parte plana del extremo de la tobera. Al disminuir la superficie anular del extremo de la tobera, el chorro de fluido tiende a despegarse. Este método es ampliamente utilizado, porque facilita el control y la fabricación. En la práctica, el diámetro exterior de la parte plana del extremo de la tobera, se sitúa entre el 20 y 40% mayor que el diámetro interior de la tobera. El ratio D/d es prácticamente la unidad, existiendo el riesgo de que la punta de la tobera se degrade, tanto a causa de un mal alineamiento del diámetro interior respecto al cono, como a causa de los repetidos choques entre la paleta y la tobera.

3.1.2 DEFINICIÓN DE COEFICIENTE DE DESCARGA.

La relación entre el flujo másico y la caída de presión en una obstrucción, se puede expresar de varias formas. Una de las más útiles es el coeficiente de descarga, que es la relación entre el flujo másico real y el flujo másico ideal que atravesaría la obstrucción si no existiesen pérdidas.

En la obstrucción en estudio pueden existir reconversiones de energía potencial en energía cinética, y o de cinética en potencial. Al ser incapaces de poder analizar analíticamente estas variaciones de presión y velocidad en el interior de la obstrucción, nos basamos para el análisis en las características aguas arriba y aguas abajo de dicha obstrucción, como si de una caja negra se tratase.

El hecho de que el flujo real difiera del teórico se debe a varios factores. En realidad, no solo el fluido es viscoso, sino que además el chorro experimenta una contracción en el tránsito por el orificio, y alcanza su sección recta mínima, denominada "vena contracta", después de haberlo pasado. Esta desviación del supuesto teórico se tiene en cuenta afectando la fórmula teórica de un coeficiente C_c , relación entre el área mínima del chorro y el área del orificio que lo forma, denominado coeficiente de contracción.

Otro factor a tener en cuenta es que el flujo no es unidimensional. por otra parte, no toda la energía potencial se convierte en energía cinética, sino que parte de la misma se disipa en pérdidas por rozamiento. etc. El factor de corrección que tiene en cuenta estos efectos se llama coeficiente de velocidad C_v . El producto de estos dos coeficientes es el coeficiente de descarga.

En forma de ecuación sería:

$$Cd = \frac{\dot{M}_R}{\dot{M}_T} \quad (1)$$

Si consideramos al fluido de trabajo como incompresible, la densidad del mismo permanece constante, el coeficiente de descarga se puede enunciar como la relación entre caudales volumétricos, es decir:

$$Cd = \frac{Q_R}{Q_T} \quad (2)$$

En la definición de caudal teórico se establece la hipótesis de que no existen ningún tipo de pérdidas a lo largo de la obstrucción a analizar, y que toda la energía potencial aguas arriba, se convierte aguas abajo, en energía cinética.

El caudal teórico se representa por la ecuación:

$$Q_T = S \sqrt{\frac{2 \Delta P}{\rho}} \quad (3)$$

El coeficiente de descarga no es únicamente función de la configuración de la obstrucción, sino que es también dependiente del número de Reynolds, así, tendremos un coeficiente de descarga diferente para distintos regímenes de flujo que atraviesen dicha obstrucción.

3.1.3 CARACTERÍSTICAS CONSTRUCTIVAS DE LAS TOBERAS.

La resistencia hidráulica al flujo de fluido, depende de la geometría del canal de entrada de la tobera, y del intersticio entre tobera y paleta.

En función de la forma del canal de entrada, se distinguen las toberas de canal simple y de canal de forma.

Los diferentes perfiles de los canales se muestran en la figura 3. El canal simple (fig. 3 a) se distingue por una simplicidad geométrica remarcable, así como por la ausencia de boquillas suplementarias destinadas a prevenir las fugas hacia el exterior. Los canales simples

son muy utilizados cuando $d \geq 1 \text{ mm}$ y la longitud del canal es pequeña, ($l_{nr}/d < 10$). Para $d < 0,5 \text{ mm}$ y $l_{nr}/d > 10$ los canales simples son difíciles de realizar, (mecanización difícil). Además esta segunda gama de canales presenta unas pérdidas de carga notables, limitando así las distancias tobera paleta.

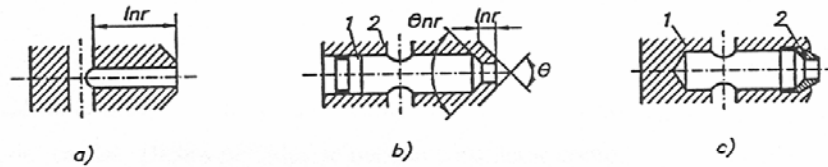


Fig. 3 Diferentes configuraciones constructivas de las toberas.

La tobera que se muestra en la figura 3 b, presenta un canal abierto en el cuerpo de la tobera (2), y está dotado de un tapón (1) situado en un extremo del canal. Estas toberas son más fáciles de realizar.

La tobera que se muestra en la figura 3 c, está dotada de una punta de acero de alta resistencia (2) acoplada al cuerpo de la tobera.

Las curvas de la figura 4 han sido obtenidas experimentalmente, y nos dan la variación del caudal que fluye por la tobera, en función de la posición de la paleta, manteniendo la diferencia de presión entre entrada y salida del sistema constante, y para diferentes configuraciones de las toberas.

Las curvas a trazos corresponden a los resultados obtenidos con toberas con canal simple, mientras que las de trazo continuo corresponden a toberas con canal de forma.

Comparando las curvas, se observa que cuando el canal es de forma, la variación del caudal en función de la posición de la paleta es sensiblemente lineal hasta distancias paleta tobera de 0,2 - 0,3 mm, mientras que en toberas con canal simple esta linealidad se admite únicamente hasta distancias tobera paleta de 0,1 mm.

Para un caso genérico, la relación entre el caudal que fluye a través de un sistema paleta tobera (Q), la diferencia de presión entre entrada y salida de este sistema, (ΔP_{pt}), el diámetro del orificio de la tobera (d), y la distancia paleta tobera (X), se pueden relacionar mediante la fórmula:

$$\Delta P_{pt} = \Delta P_{nr} + \frac{\rho}{2} \left[\frac{Q}{C_d \pi d X_i} \right]^2 \quad (4)$$

Siendo ΔP_{nr} la diferencia de presión dentro de la porción no regulable de la tobera en función del caudal. Dichas pérdidas se pueden considerar como:

$$\Delta P_{nr} = \frac{\rho}{2} \left[\frac{4 Q}{\pi d^2 C_d} \right]^2 \quad (5)$$

las curvas a trazo continuo que muestra la figura 5, nos dan la variación del coeficiente de descarga (C_d) para el sistema paleta tobera, en función de la distancia adimensional entre tobera y paleta ($X_i = X_i/d$), y del número de Reynolds.

La curva a trazos de la figura 5, nos da el coeficiente de descarga en la porción no regulable de la tobera (C_{nr}), en concreto para una tobera de canal de forma con un ángulo de entrada $\theta_{nr} = 60^\circ$.

En la figura 6 se detalla la variación del esfuerzo que el fluido ejerce sobre la paleta en función de la distancia tobera paleta, y para tres tipos de toberas. Permaneciendo la diferencia de presión entre entrada y salida del sistema constante.

Se observa que el esfuerzo sobre la paleta depende considerablemente tanto del perfil del canal como de la relación D/d .

El carácter no lineal de esta variación, es particularmente evidente para relaciones D/d grandes. (curvas de línea y punto).

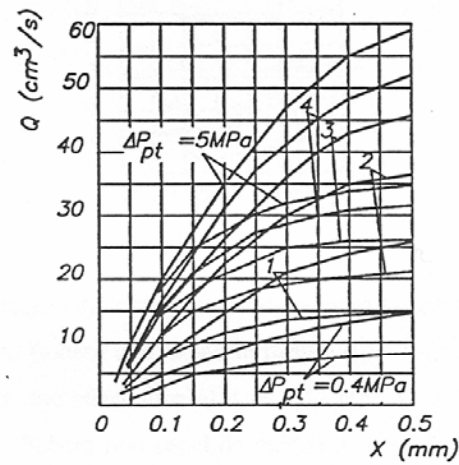


Fig. 4 Caudal que fluye por la tobera en función de la distancia tobera paleta, y la diferencia de presión entre extremos.

Curvas a trazo continuo (tobera tipo canal de forma) $\theta = 0,875$ rad.; $d = 0,8$ mm; $D = 1,2$ mm; $L_{nr} = 2$ mm.

Curvas a trazo mixto, (tobera tipo canal simple) $d = 0,8$ mm; $D = 1,2$ mm; $l_{nr} = 15$ mm.

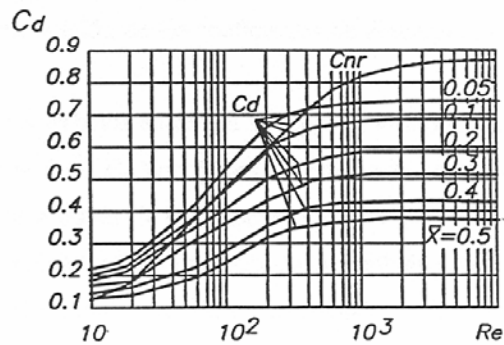


Fig. 5 Coeficientes de descarga respecto el número de Reynolds, en la porción regulable y no regulable de la tobera.

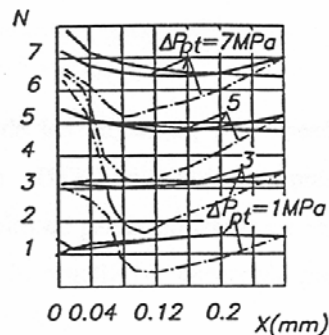


Fig. 6 variación del esfuerzo ejercido por el fluido sobre la paleta.

Curvas a trazo continuo, (tobera tipo canal de forma) $d = 1,12 \text{ mm}$; $D = 1,36 \text{ mm}$.

Curvas a trazos, (tobera tipo canal simple) $d = 1,12 \text{ mm}$; $D = 1,37 \text{ mm}$.

Curvas a trazo y punto, (tobera tipo canal de forma) $d = 1,12 \text{ mm}$; $D = 4,65 \text{ mm}$.

3.2 ESTADO DEL ARTE.

Los coeficientes de descarga nacen debido a que el tratamiento teórico en problemas de derrame conlleva un gran número de dificultades que se presentan al tener en cuenta la condición de que el fluido es real. Consiguientemente, las expresiones matemáticas teóricas no se ajustan al comportamiento real del fluido.

En este apartado, se van a detallar en orden cronológico los trabajos más significativos realizados sobre la estimación de los coeficientes de descarga.

1.- Entre los primeros trabajos en donde se hace un estudio teórico de los coeficientes de descarga, cabe citar el de R.E. Von Mises (1) publicado en 1917, en donde se encuentran estudios para derrame a través de un orificio simétrico en un fondo horizontal, también de derrame cuando el orificio está en una esquina, y también cuando está en la pared lateral, asimismo se estudia el derrame a través de un embudo. encontrando en todos los casos una concordancia casi perfecta con los resultados experimentales.

2.- Schrenk 1925 (2), publica uno de los primeros trabajos en los que se estudia el comportamiento del fluido al salir de una tobera y chocar contra una placa, en este estudio se cita ya que dependiendo de la distancia existente entre tobera y paleta se distinguen dos

tipos de flujo.

Más adelante, a mediados de los cincuenta, se empezó un programa de trabajo en la universidad de Nottingham (UK), en donde se pretendía investigar en detalle el comportamiento de las válvulas de paleta utilizadas en los sistemas de distribución de fuel de las turbinas de aviación. El estudio fue encargado por la empresa Rolls-Royce Ltd. y dirigido por el profesor E. Markland.

3.- McGuinn 1956 (3), para entender mejor el comportamiento del fluido entre tobera y paleta, decide estudiar un caso extremo, que es el comportamiento de un fluido entre dos placas paralelas infinitamente largas. observando que a números de Reynolds bajos, el flujo se comporta en todo momento como laminar, disminuyendo la presión a medida que aumenta el radio de la placa.

4.- Andreeva 1960 (4) resolvió matemáticamente situaciones de flujo similares obteniendo resultados parecidos a los obtenidos experimentalmente por McGinn.

Si para estas dos placas paralelas aumentamos el caudal, se produce una separación de flujo en la esquina de la boca de entrada, separación que dará lugar a una estructura vorticular alrededor de la boca de entrada.

5.- Lichtarowicz 1960 (5) realiza su tesis en Nottingham, que lleva como título "comportamiento de orificios pequeños". En definitiva su tesis está basada en el estudio encargado por Rolls-Royce al profesor Markland. El fluido de trabajo es queroseno de aviación AVTUR 2482, obteniendo como conclusiones más importantes:

A.- La fuerte dependencia del coeficiente de descarga con el número de Reynolds, obteniendo dos configuraciones de flujo, una asociada a distancias tobera paleta pequeñas, del orden del 20% respecto la parte plana de la punta de la tobera, para las cuales tenemos que el flujo está prácticamente pegado a las dos placas, y el coeficiente de descarga aumenta con el número de Reynolds hasta llegar a un valor asintótico de alrededor de 0,95.

B.- Por otro lado, para separaciones tobera paleta del mismo orden de magnitud o superiores a la longitud de la parte plana del final de la tobera el flujo es separado, la dependencia del coeficiente de descarga con el número de Reynolds es grande para valores de Reynolds

inferiores a 500, siendo el coeficiente de descarga prácticamente independiente del Reynolds y asintótico a 0,6 a partir de dicho valor.

C.- En la zona intermedia, para una relación distancia tobera paleta, longitud sección plana tobera entre 0,2 y 1, Lichtarowicz apreció inestabilidades en el flujo.

6.- Lichtarowicz y Lorimer 1971 (6), estudiaron el cambio de configuración de flujo y encontraron que este dependía del sentido de desplazamiento de la paleta, en consecuencia, detectaron un fenómeno de histéresis.

7.- Horsnell 1960 (7), construye en Nottingham un modelo a escala 10:1 de la tobera y paleta utilizada por Lichtarowicz, con el fin de estudiar mejor la evolución del flujo en el sistema tobera paleta, lleva a cabo una serie de experimentos (para diferentes números de Reynolds y diferentes distancias tobera paleta), llegando a las mismas conclusiones que otros investigadores.

Al igual que Lichtarowicz con modelos reducidos, Horsnell encuentra con su modelo 10:1 que los coeficientes de descarga para flujo tobera paleta y para valores grandes de la relación distancia tobera paleta diámetro de la tobera, el coeficiente de descarga aumenta rápidamente con el número de Reynolds hasta llegar a un máximo, decreciendo después paulatinamente hasta un valor prácticamente constante alrededor de 0,6 -0,7 e independiente del número de Reynolds. De los estudios de Horsnell y Lichtarowicz, se comprueba que para Reynolds > 1500 el coeficiente de descarga es prácticamente independiente del número de Reynolds.

8.- T. Hagiwara 1961 y 1962 (8) publica 4 artículos, dando a conocer sus estudios sobre toberas de flujo radial. Sus estudios se centran en el análisis teórico y experimental del flujo entrante y saliente de una tobera situada perpendicularmente a dos placas paralelas, Hagiwara distingue tres regiones de flujo en función del radio y del número de Reynolds, y comprueba que la velocidad del fluido cuando este se dirige de las placas hacia la tobera es mayor que cuando la dirección es la opuesta.

9.- Nakayama 1964 (9), estudia los coeficientes de descarga y la distribución de presiones a lo largo del espacio paralelo entre tobera y paleta, estudiando además el efecto que causa el redondear el extremo de la tobera, llegando a la conclusión que el efecto de redondear la

esquina interior de la tobera, provoca que la depresión en la zona de placas paralelas disminuya. A esta misma conclusión llegó Lichtarowicz en 1965.

10.- Lichtarowicz 1973 (10) publica algunas conclusiones de su tesis, en donde se reflejan los dos tipos de flujo básicos que pueden aparecer entre tobera y paleta, dependiendo de la relación entre el ancho de la parte plana anular del extremo de la tobera, y la distancia tobera paleta, siendo esta relación decisiva sobre la evolución de los coeficientes de descarga.

11.- A. Akers, 1973 (11) estudia el coeficiente de descarga para el espacio entre pistón y cilindro, estudiando el efecto de diferentes configuraciones de pistones sobre dicho coeficiente.

12.- E.F. Brown y W.L. Chow, (12) dan un método analítico para calcular coeficientes de descarga en orificios cuando el fluido es un gas ideal. Estudian la forma y estructura interna del chorro para flujo supercrítico.

13.- V. A. Butenko y Yu. P. Rilov (13) en 1976 publican su trabajo sobre coeficientes de descarga en toberas de 0,3 a 1 mm de diámetro, siendo el fluido de trabajo nitrógeno y amoníaco, además ligan la variación de los coeficientes de descarga con la variación de espesor de la capa límite.

14.- En 1977 1978 N. S. Lakshmana y otros, (14) (15), analizan el número de Reynolds crítico para diferentes diafragmas y un tipo de tobera, estudiando también la variación de los coeficientes de descarga para cada caso. Utilizan aceite como fluido de trabajo. En el segundo de sus artículos sobre el tema, se dedican a analizar las pérdidas de carga a través de determinados orificios cuando se varia el espesor y los radios de entrada en los mismos.

15.- M.R. Banieghbal 1983 (16) estudia el flujo en una ranura formada por la corredera de una válvula y el conducto de entrada de flujo, observando la aparición y desaparición de turbulencias, resumiendo además las posibles causas de inestabilidad a través de un orificio.

16.- C.J. Hooke, M.A. Hajihosseini y D. Walton, 1989 (17), hallan los coeficientes de

descarga en orificios anulares, en este trabajo, se estudia el efecto de la longitud del pistón, una posible redondez en un extremo del mismo, y el espacio pistón cilindro, sobre los coeficientes de descarga. Hooke al igual que otros autores anteriores, apunta la posibilidad de aparición de cavitación a medida que aumenta la diferencia de presión entre extremos del orificio.

17.- C. Kayser, (18) estudia los coeficientes de descarga para diferentes configuraciones de diafragmas, el fluido de trabajo era aire, estudia entre otras cosas el efecto del tipo de gas, la temperatura del mismo y el efecto de la capa límite sobre los coeficientes de descarga.

3.3 DETERMINACIÓN EXPERIMENTAL DE LOS COEFICIENTES DE DESCARGA DEL SISTEMA TOBERA/PALETA.

Tal como se ha descrito anteriormente se distinguen dos tipos de flujo, TP y PT, con sus consiguientes coeficientes de descarga, el que corresponde al sistema paleta tobera, es decir cuando el fluido va de la tobera hacia la paleta, y el que corresponde al mismo sistema cuando el flujo es de paleta a tobera.

En los estudios precedentes, se demuestra que los coeficientes de descarga son función de la distancia tobera paleta y del número de Reynolds, aunque únicamente se hallan para el flujo tobera paleta.

En este apartado se van a hallar experimentalmente los coeficientes de descarga para nuestro sistema tobera paleta en función de la distancia tobera paleta y del número de Reynolds, tanto para flujo tobera paleta como para flujo paleta tobera.

3.3.1 RESULTADOS EXPERIMENTALES.

La parte central del equipo utilizado para hallar los coeficientes de descarga se muestra en la figura 7. En la figura 8 tenemos una fotografía de dicho dispositivo.

Las partes más significativas de dicho dispositivo son las que se detallan a continuación.

A.-Placa soporte. Es una pieza de metal en donde se han mecanizado los conductos de entrada y salida de aceite, estos tienen unas dimensiones lo suficientemente grandes como

para que las pérdidas de carga en los mismos sea despreciable. en la parte superior de esta placa va acoplada la armadura.

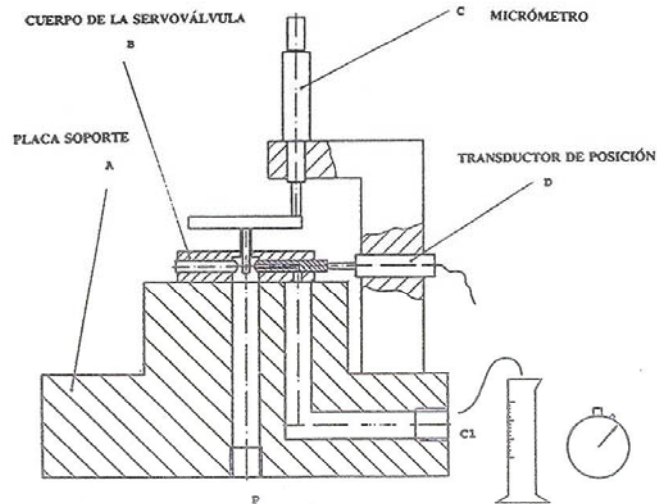


Fig. 7 Dispositivo para ensayo de los coeficientes de descarga.

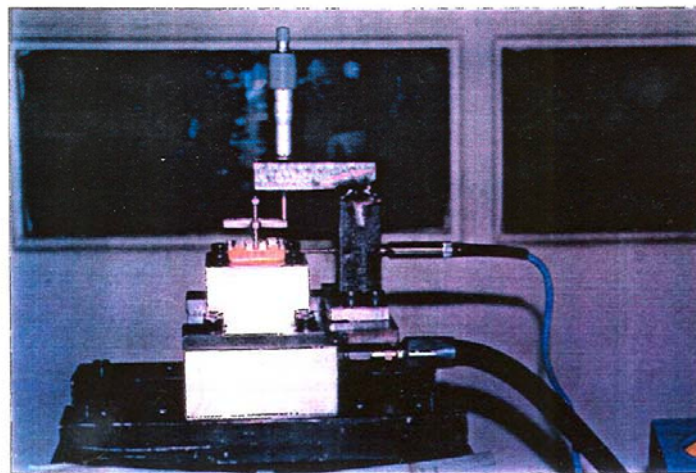


Fig. 8 Fotografía del dispositivo utilizado hallar experimentalmente los coeficientes de descarga.

B.- Cuerpo de la servoválvula. Consta de la armadura y de cuatro toberas, de las cuales tres de ellas están bloqueadas, con lo cual el aceite ha de pasar obligatoriamente por la restante.

C.- Micrómetro, Actúa directamente sobre la armadura manteniendo esta en una posición estable.

D.- Transductor de posición. Con una precisión de 1 micra mide la distancia entre la tobera y la paleta.

Además de estos elementos la instalación esta equipada con una bomba, válvula limitadora de presión, válvula reductora de presión, y los manómetros correspondientes situados a la entrada y salida del dispositivo.

El proceso seguido para la obtención de los coeficientes de descarga es el siguiente:

-Primero se desplaza la armadura ligeramente hacia un lado gracias a la presión que sobre esta ejerce el micrómetro.

-Luego se desplaza la tobera en estudio hasta entrar en contacto con la paleta situada delante de la misma, esta será la posición cero, a partir de la cual mediremos el desplazamiento tobera paleta. Dicha distancia será controlada constantemente por el transductor de posición.

-Una vez alcanzada la distancia tobera paleta deseada, se abrirá el paso de aceite, regulando la diferencia de presión entre extremos de la tobera ente 1 y 10 Mpa, en intervalos de 1 Mpa. y midiendo para cada caso el caudal que pasa a través del sistema.

El coeficiente de descarga se ha calculado mediante la expresión:

$$C_d = \frac{Q_{Experimental}}{Q_{teórico}} \quad (6)$$

En donde el caudal teórico es:

$$Q_T = \pi d X \sqrt{\frac{2 \Delta P}{\rho}} \quad (7)$$

La expresión utilizada para hallar el número de Reynolds es:

$$Re = 2 X \sqrt{\frac{2 \Delta P}{\rho}} \quad (8)$$

Siendo:

ΔP = Diferencia de presión (Pa).

ρ = Densidad (Kg/m³).

ν = Viscosidad cinemática (m²/S²).

X = distancia tobera paleta (m).

En la figura 9 se observan los coeficientes de descarga para diferentes distancias tobera paleta, y en función del número de Reynolds cuando el fluido se dirige de la tobera hacia la paleta. En la figura 10 tenemos los mismos resultados cuando el fluido iba de paleta hacia tobera. En la figura 11 encontramos estas dos gráficas superpuestas.

En cada una de las gráficas encontraremos los símbolos (TP) y o (PT) que significan flujo tobera paleta y paleta tobera respectivamente. Además, cada uno de estos símbolos va acompañado por un número que significa la distancia entre la tobera y la paleta medida en milímetros.

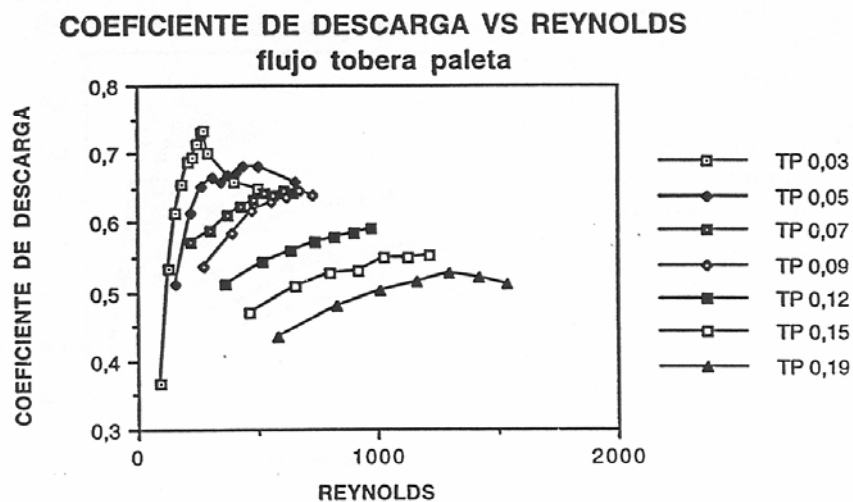


Fig. 9 Coeficientes de descarga en función del Reynolds cuando el flujo es de tobera a paleta, (TP).

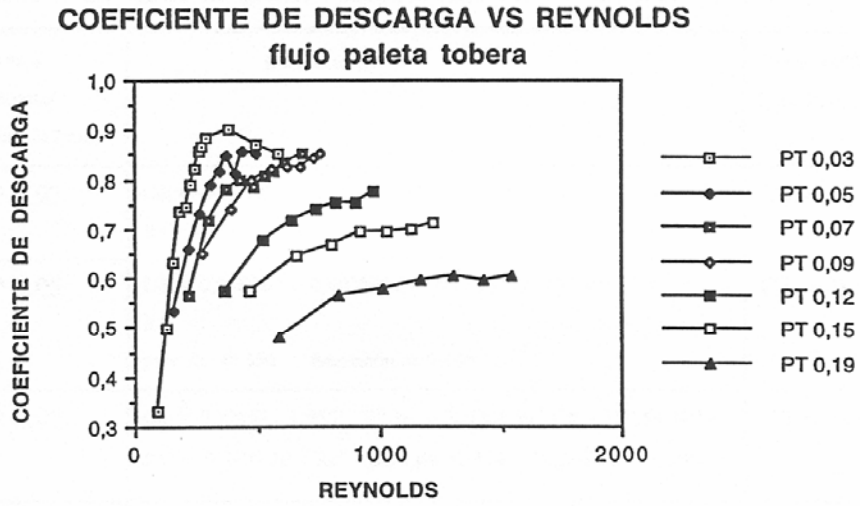


Fig. 10 Coeficientes de descarga en función del Reynolds y para diferentes posiciones tobera paleta, cuando el flujo es de paleta a tobera (PT).

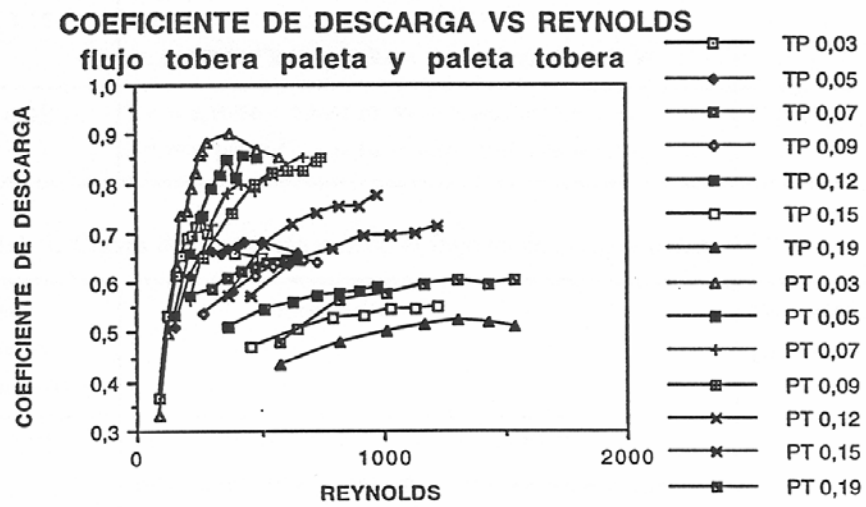


Fig. 11 Coeficientes de descarga para diferentes distancias tobera paleta para ambos sentidos de flujo, paleta tobera (PT) y tobera paleta (TP).

En las dos tablas siguientes se han detallado las curvas de correlación de cada una de las curvas de las figuras 9 y 10.

TABLA 1, Curvas de correlación cuando el flujo va de tobera a paleta, (TP).

Curva a interpolación distancia (mm)	Interpolación	Valor asintótico Para $Re = \infty$
TP 0,03	$Cd = -0,31792 + 1,0421 \cdot 10^{-2} Re - 3,5735 \cdot 10^{-5} Re^2 + 4,7358 \cdot 10^{-8} Re^3 - 1,966 \cdot 10^{-11} Re^4$ para $Re < 500$ Regresión = 0,993	$Cd = 0,65$
TP 0,05	$Cd = 0,116928 + 0,0035991 Re - 7,364607 \cdot 10^{-6} Re^2 + 4,7953 Re^3$ para $Re < 650$ Regresión = 0,969	$Cd = 0,65$
TP 0,07	$Cd = 0,72462 - 1,9351 \cdot 10^{-3} Re + 8,0224 \cdot 10^{-6} Re^2 - 1,2169 \cdot 10^{-8} Re^3 + 6,3405 \cdot 10^{-12} Re^4$ para $Re < 650$ Regresión = 0,995	$Cd = 0,65$
TP 0,09	$Cd = 0,48641 - 3,3339 \cdot 10^{-4} Re + 3,0326 \cdot 10^{-6} Re^2 - 4,8036 \cdot 10^{-9} Re^3 + 2,2941 \cdot 10^{-12} Re^4$ para $Re < 700$ Regresión = 0,997	$Cd = 0,65$
TP 0,12	$Cd = 0,3501 + 6,6581 \cdot 10^{-4} Re - 7,0914 \cdot 10^{-7} Re^2 + 2,8906 \cdot 10^{-10} Re^3$ para $Re < 950$ Regresión = 0,999	$Cd = 0,6$
TP 0,15	$Cd = 0,30372 + 5,0235 \cdot 10^{-4} Re - 3,4591 \cdot 10^{-7} Re^2 + 8,3167 \cdot 10^{-11} Re^3$ para $Re < 1200$ Regresión = 0,99	$Cd = 0,56$
TP 0,19	$Cd = 0,31674 + 1,8652 \cdot 10^{-4} Re + 7,2406 \cdot 10^{-8} Re^2 - 7,1902 \cdot 10^{-11} Re^3$ para $Re < 1500$ Regresión = 0,998	$Cd = 0,52$

TABLA 2. Curvas de correlación cuando el flujo va de paleta a tobera (PT).

Curva a interpolación distancia (mm)	Interpolación	Valor asintótico para $Re = \infty$
PT 0,03	$Cd = -0,36809 + 9,8025 \cdot 10^{-3} Re - 2,6431 \cdot 10^{-5} Re^2 + 2,8853 \cdot 10^{-8} Re^3 - 1,0654 \cdot 10^{-11} Re^4$ para $Re < 600$ Regresión = 0,995	$Cd = 0,85$
PT 0,05	$Cd = 0,40412 - 1,3016 \cdot 10^{-3} Re + 2,2108 \cdot 10^{-5} Re^2 - 6,0107 \cdot 10^{-8} Re^3 + 4,9407 \cdot 10^{-11} Re^4$ para $Re < 500$ Regresión = 0,988	$Cd = 0,85$

PT 0,07	$Cd = -0,88797 + 1,2484 \cdot 10^{-2} Re - 3,491 \cdot 10^{-5} Re^2 + 4,3205 \cdot 10^{-8} Re^3$ - $1,9606 \cdot 10^{-11} Re^4$ para $Re < 700$ Regresión = 0,992	Cd = 0,85
PT 0,09	$Cd = 0,98487 - 4,8843 \cdot 10^{-3} Re + 2,0832 \cdot 10^{-5} Re^2 - 3,1847 \cdot 10^{-8} Re^3 + 1,6583 \cdot 10^{-11} Re^4$ para $Re < 750$ Regresión = 0,999	Cd = 0,85
PT 0,12	$Cd = -0,11014 + 2,9655 \cdot 10^{-3} Re - 3,5526 \cdot 10^{-6} Re^2 + 1,479 \cdot 10^{-9} Re^3$ para $Re < 950$ Regresión = 0,998	Cd = 0,77
PT 0,15	$Cd = 0,14199 + 1,4596 \cdot 10^{-3} Re - 1,3296 \cdot 10^{-6} Re^2 + 4,2321 \cdot 10^{-10} Re^3$ para $Re < 1200$ Regresión = 0,993	Cd = 0,72
PT 0,19	$Cd = -0,58085 + 3,7764 \cdot 10^{-3} Re - 4,7 \cdot 10^{-6} Re^2 + 2,67472 \cdot 10^{-9} Re^3$ - $5,6084 \cdot 10^{-13} Re^4$ para $Re < 1500$ Regresión = 0,992	Cd = 0,6

3.3.2 CONCLUSIONES.

A la vista de los resultados obtenidos se pueden deducir las siguientes conclusiones:

A.- Se comprueba la existencia de dos modelos de flujo (adherido y separado), tal y como apreció Lichtarovicz (10) asociados a las diferentes distancias tobera paleta.

B.- Se comprueba también que los coeficientes de descarga son fuertemente dependientes del número de Reynolds. Ya indicado por McGinn (3), Lichtarovicz (5), y Horsnell (7) entre otros.

Como se ve en la figura 12 para distancias tobera paleta pequeñas el coeficiente de descarga aumenta rápidamente en función del Reynolds para después disminuir hasta estabilizarse. Por el contrario cuando las distancias tobera paleta son mayores el coeficiente de descarga aumenta progresivamente en función del Reynolds.

C.- Se ha observado que los coeficientes de descarga en función de la distancia tobera paleta para los dos tipos de flujo TP y PT difieren considerablemente. Los resultados correspondientes para el flujo PT, no se han podido contrastar con otros trabajos experimentales, ya que no se han encontrado trabajos similares.

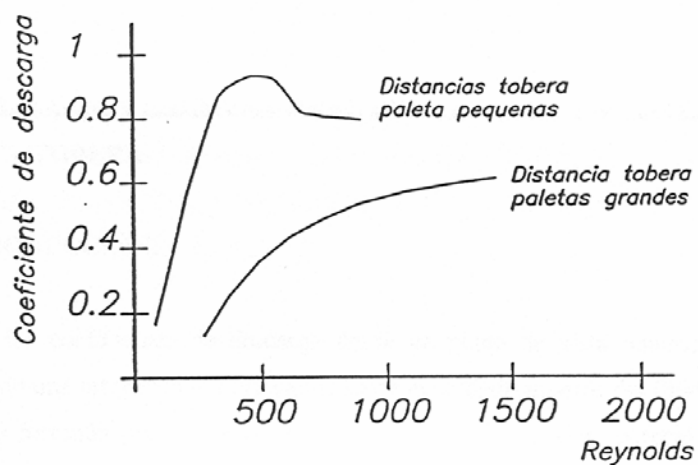


Fig. 12 Esquema de la evolución de los coeficientes de descarga en función de la distancia tobera paleta y del número de Reynolds.

D.- Con el fin de comparar las diferencias entre los coeficientes de descarga cuando el flujo va de paleta a tobera y de tobera a paleta, encontramos en la tabla 3 los coeficientes de descarga asintóticos para cada uno de estos dos tipos de flujo, y para cada distancia tobera paleta. En la última columna se da cual es la variación en porcentaje para cada caso.

TABLA 3.

Distancia tobera paleta (mm)	Cd_{∞} para flujo tobera paleta.	Cd_{∞} para flujo paleta tobera.	Variación de los coeficientes de descarga en porcentaje.
0,03	0,65	0,85	23,5%
0,05	0,65	0,85	23,5%
0,07	0,65	0,85	23,5%
0,09	0,65	0,85	23,5%
0,12	0,6	0,77	22,07%
0,15	0,56	0,72	22,2%
0,19	0,52	0,6	13,33%

3.4 MODELIZACIÓN BIDIMENSIONAL DEL FLUJO EN UN SISTEMA PALETA/TOBERA.

3.4.1 INTRODUCCIÓN.

El estudiar los coeficientes de descarga desde un punto de vista macroscópico, nos ha proporcionado una información muy válida sobre el comportamiento del fluido al pasar entre el intersticio formado por la tobera y la paleta. De todos modos, pareció que podría ser interesante el estudiar con más profundidad la evolución del fluido en el sistema tobera/paleta.

A priori, teníamos dos vías para atacar este problema, una era el construir un modelo a escala y visualizar el flujo, y la segunda consistía en analizar el comportamiento desde un punto de vista teórico. Básicamente por razones económicas se decidió seguir por la segunda vía.

Nuestra pretensión en este apartado es confirmar la presencia de los tipos de flujo definidos por Lichtarowicz, y que justifican nuestros resultados experimentales.

3.4.2 SOFTWARE UTILIZADO.

Cuando se pretende hacer una modelización detallada del flujo, existen varios caminos posibles, se puede afrontar una modelización utilizando diferencias finitas, elementos finitos ó bien volúmenes finitos. Sus diferencias esenciales son:

En diferencias finitas las ecuaciones de discretización son obtenidas partiendo de la propia ecuación diferencial o integral, sustituyendo derivadas por incrementos finitos.

Los volúmenes finitos y los elementos finitos utilizan el método de los residuos ponderados, estando la diferencia en el tipo de función de ponderación empleada.

La modelización que se describirá en este capítulo se realizó utilizando el programa de elementos finitos denominado "FLUENT" Dicho programa nos permite discretizar el elemento bajo estudio utilizando coordenadas cartesianas o coordenadas adaptadas a los contornos del cuerpo, lo que en inglés se denomina "BFC" Body Fitted Coordinates.

En lo que sigue se van a detallar las ecuaciones que el programa utiliza para cada tipo de flujo en estudio, así como el sistema de operación del mismo.

3.4.3 ECUACIONES BÁSICAS.

Las ecuaciones que describen el flujo para un fluido continuo son:

- a.- Principio de conservación de la masa. Que expresa su invariabilidad en un volumen fluido, aunque cambie su posición y o forma.
- b.- Ley de conservación de la cantidad de movimiento. Que dice que la variación en una unidad de tiempo de la cantidad de movimiento de un volumen fluido, es igual a la resultante de las fuerzas de superficie (presión y viscosidad) y las fuerzas volumétricas y másicas, incluidas las de inercia debidas al movimiento del sistema de referencia.
- c.- El principio de conservación de la energía. Que dice que la variación de la energía de un volumen de fluido, es igual al trabajo de las fuerzas exteriores sobre este (incluyendo el trabajo asociado a las fuerzas de inercia), más el calor recibido del exterior por conducción y radiación.
- d.- La hipótesis de equilibrio termodinámico local. Existe equilibrio termodinámico local si el estado macroscópico del fluido en cada punto e instante puede ser caracterizado mediante su velocidad en este punto y las variables termodinámicas de estado, ρ , T, P, u, s, etc. que mediría un observador que se moviese con la velocidad local del fluido en este punto. Si el fluido tiene una composición homogénea, se puede caracterizar con dos variables termodinámicas, (por ejemplo ρ y T), puesto que se pueden determinar las restantes utilizando las ecuaciones de estado correspondientes.

Matemáticamente estas ecuaciones se pueden expresar como:

a.- Ecuación de conservación de la masa.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0 \quad (9)$$

siendo:

u_i = velocidad del fluido en la dirección i ésima.

b.- La ecuación de conservación de la cantidad de movimiento para la dirección i ésima en un marco de referencia inercial (no acelerativo) es:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \rho g_i + F_i \quad (10)$$

siendo:

p = presión estática.

τ_{ij} = tensor de tensiones.

g_i = gravedad.

F_i = fuerzas externas al volumen de control.

μ = viscosidad dinámica.

La relación entre el tensor de tensiones y el campo de velocidades está dado por:

$$\tau_{ij} = [\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)] - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \quad (11)$$

El segundo término de la parte derecha de esta ecuación se suma en las tres direcciones de las componentes.

c.-Ecuación de conservación de la energía.

Fluent resuelve la ecuación de la energía en términos de conservación de la entalpia h , definida como:

$$h = \sum m_i \cdot h_i \quad (12)$$

siendo:

$$h_i = \int_{T_{ref}}^T C_{p,i} \cdot dT \quad (13)$$

donde:

T_{ref} = Temperatura de referencia.

$C_{p,i}$ = Es el calor específico a presión constante para la especie i ésima.

Fluent asume que la difusión de las especies debida a presión temperatura y fuerzas externas es despreciable.

Assumiendo lo acabado de decir, la ecuación de la energía en términos entálpicos puede ser escrita como:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho h) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i h) = \frac{\partial}{\partial x_i} (K \frac{\partial T}{\partial x_i}) + \frac{\partial p}{\partial t} + u_i \frac{\partial p}{\partial x_i} + \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + S_h \quad (14)$$

donde:

T = Temperatura.

τ_{ij} = Tensor de tensiones viscosas.

K = Conductividad térmica.

S_h = Término que incluye las fuentes de entalpia debidas a reacciones químicas, e intercambio de calor por radiación.

El término de calor viscoso .

$$\tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (15)$$

Ha de ser activado como una opción en el modelo, y debería ser activado únicamente cuando

las tensiones viscosas son elevadas, o cuando el flujo es compresible.

d.- Ecuación de conservación de las especies.

La ecuación de conservación de las especies para la especie i ésima sería:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho m_{i'}) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i m_{i'}) = - \frac{\partial}{\partial x_i} (J_{i',i}) + S_{i'} \quad (16)$$

donde:

$m_{i'}$ es la masa de cada una de las especies.

i' , $J_{i',i}$ es el flujo de difusividad másica de la especie i' en la dirección i ésima.

$S_{i'}$ es el ratio neto de producción de la especie i' por unidad de volumen, debido a reacciones químicas o contribución de la fase dispersa.

En general el flujo de difusividad másica $J_{i',i}$ está compuesto por: difusión debida a efectos térmicos, difusión debida a los gradientes de concentración, difusión de presión, y difusión debida a fuerzas externas. Esta versión del Fluent solo considera la difusión debida a los gradientes de concentración, así:

$$J_{i',i} = \rho D_{i',m} \frac{\partial m_{i'}}{\partial x_i} \quad (17)$$

$D_{i',m}$ es el coeficiente de difusión para la especie i ésima.

En la modelización realizada el fluido de trabajo era aceite, (una sola especie). Por otro lado, los términos de transmisión de calor han de ser también obviados, dado que trabajamos a temperatura constante y no se considera flujo de calor a trabes de las paredes.

La última consideración que hacemos respecto al fluido, es que este será incompresible. Esta consideración es bastante acertada si se tienen en cuenta los volúmenes tan pequeños con los que estamos trabajando.

3.4.3.1 RESOLUCIÓN DE LAS ECUACIONES PARA FLUJO LAMINAR.

La resolución de un problema de mecánica de fluidos implica la determinación del valor de sus incógnitas. Cuando consideramos el flujo como laminar las incógnitas que nos aparecen son: las tres componentes de la velocidad, la presión, la densidad, y la temperatura del fluido.

Por otro lado, tenemos un sistema de seis ecuaciones, que son: La ecuación de continuidad, las tres ecuaciones de cantidad de movimiento, la ecuación de la energía, y la ecuación de conservación de las especies.

Así, tenemos un sistema de seis ecuaciones con seis incógnitas. El sistema se resuelve transformando el sistema de ecuaciones diferenciales en ecuaciones algebraicas y resolviendo estas mediante un proceso iterativo.

3.4.3.2 RESOLUCIÓN DE LAS ECUACIONES PARA FLUJO TURBULENTO.

Cuando el flujo es turbulento, las ecuaciones de conservación son igualmente utilizables, aunque ahora cada magnitud lleva asociada un término promedio más una parte fluctuante. Las ecuaciones de flujo medio contienen nueve componentes del tensor de tensiones de Reynolds (de los cuales seis son independientes), que conjuntamente con la presión P y las tres componentes de velocidad conducen a un problema con más cantidad de incógnitas que de ecuaciones.

Para resolver el problema de flujo turbulento existen dos caminos:

- Establecer una relación entre las tensiones de Reynolds y los gradientes de velocidad media.
- Especificar los términos de transporte turbulento en las ecuaciones de flujo medio utilizando modelos de turbulencia.

Para modelar el flujo turbulento se requieren procesos de modelización apropiados para describir los efectos de fluctuaciones turbulentas de la velocidad y de las magnitudes escalares en las ecuaciones de conservación acabadas de presentar. Aunque la simulación directa de la turbulencia se está estudiando a niveles de investigación, Fluent cierra las ecuaciones de conservación vía procedimientos de promediado del tiempo y modelos de

cierre.

Así, las ecuaciones de conservación utilizadas por Fluent para flujo turbulento, son obtenidas partiendo de las cuatro ecuaciones básicas y utilizando un procedimiento de promediado de las variables en el tiempo, conocido como promediado de Reynolds.

El procedimiento de promediado de Reynolds para ecuaciones escalares puede ser ilustrado utilizando la ecuación de transporte genérica para una cantidad escalar que se conserva Φ :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho\Phi) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i \Phi) = D_\Phi + S_\Phi \quad (18)$$

Los sumandos de esta ecuación representan de izquierda a derecha los términos de: Acumulación, convección, difusión y fuentes.

El valor de Φ en flujo turbulento consta de un valor promedio y una parte fluctuante:

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad (19)$$

donde $\bar{\phi}$ es el valor de ϕ promediado en el tiempo.

$$\bar{\phi} = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} \phi dt \quad (20)$$

Δt es una escala de tiempos mucho más larga que la escala de tiempos más larga de las fluctuaciones turbulentas.

Las fluctuaciones turbulentas ϕ' son aleatorias, siendo su media nula. $\bar{\phi}' = 0$; sustituyendo la ecuación 19 en 18 llegamos a:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho}\bar{\phi}) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho}\bar{u}_i\bar{\phi}) = -\frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho}\bar{u}_i' \bar{\phi}') + \bar{D}_\Phi + \bar{S}_\Phi \quad (21)$$

Esta es la ecuación de transporte genérica para flujo turbulento.

En este resultado se considera que las fluctuaciones de densidad son despreciables.

3.4.3.3 MODELOS DE CIERRE PARA LAS CORRELACIONES.

Los términos de la ecuación 21 son similares a los de la ecuación para flujo laminar ecuación 18, excepto que ahora cada cantidad está representada por su valor promediado en el tiempo y un término nuevo que contiene la correlación $\overline{u'_i \Phi'_i}$. Físicamente, esta correlación multiplicada por la densidad representa el transporte o difusión de Φ debido a las fluctuaciones turbulentas.

La función principal de los modelos de turbulencia, es la de suministrar expresiones de cierre que permitan la evaluación de estas correlaciones en términos de cantidades de flujo medias. Los modelos de cierre que utiliza Fluent versión 4.0 son el modelo K- ϵ y el modelo de tensiones de Reynolds.

3.4.3.3.1 EL MODELO DE TURBULENCIA K- ϵ .

El modelo de turbulencia K- ϵ es un modelo de viscosidad del vórtice, en donde las tensiones de Reynolds se asume son proporcionales a la media de los gradientes de velocidad. La constante de proporcionalidad es la viscosidad del vórtice turbulento, μ_t . Esta asunción es la hipótesis de Boussinesq.

La expresión que nos da las tensiones de Reynolds es;

$$\rho \overline{u'_i u'_j} = \rho \frac{2}{3} K \delta_{ij} + \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \quad (22)$$

donde:

K = es la energía cinética turbulenta.

δ_{ij} = Delta de Kroeneker.

$$K = \frac{1}{2} \sum \overline{u_i'^2} \quad (23)$$

La ecuación 22 es análoga a la ecuación 11 de régimen laminar.

La ecuación de la cantidad de movimiento es la misma que para el caso de régimen laminar, ecuación 10 exceptuando que μ ahora es la viscosidad efectiva μ_{eff} .

$$\mu_{eff} = \mu + \mu_t \quad (24)$$

La viscosidad turbulenta μ_t se obtiene asumiendo que es proporcional al producto de una escala de velocidad turbulenta y una escala de longitud.

En el modelo K- ϵ esta escala de velocidad y longitud se obtienen a partir de dos parámetros; K es la energía cinética asociada a la turbulencia, y ϵ es el ratio de disipación de K. La escala de velocidad se coge como $(K)^{0.5}$, y la escala de longitud se coge como:

$$\frac{\sqrt{K^3}}{\epsilon} \quad (25)$$

Así μ_t viene dada como:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{K^2}{\epsilon} \quad (26)$$

C_μ es una constante de proporcionalidad que se halla experimentalmente. Por defecto esta versión de Fluent le otorga un valor de 0,09.

Los valores de K y ϵ de la ecuación anterior, son obtenidos de resolver las ecuaciones de conservación:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho K) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i K) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\mu}{\sigma_K} \frac{\partial K}{\partial x_i} \right) + G_K - \rho \epsilon \quad (27)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \epsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i \epsilon) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\mu}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i} \right) + C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{K} G_K - C_{2\epsilon} \rho \frac{\epsilon^2}{K} \quad (28)$$

donde:

$C_{1\epsilon}$ y $C_{2\epsilon}$ son constantes empíricas.

σ_K y σ_ϵ son los números de Prandtl que gobiernan la difusión turbulenta de K Y ϵ .

G_K es el ratio de producción de la energía cinética turbulenta.

$$G_K = \mu_t \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \quad (29)$$

La correlación $\overline{u'_i \Phi'}$ de la ecuación 21 aparece como $\overline{u'_i m_i'}$ y $\overline{u'_i h}$ en la ecuación de conservación de las especies y la ecuación de la entalpia respectivamente.

Estas ecuaciones son modelizadas utilizando la analogía de transporte del gradiente.

$$\overline{u'_i m_i'} = \frac{\mu_t}{\sigma_m} \frac{\partial m_i'}{\partial x_i} \quad (30)$$

$$\overline{u'_i h'} = \frac{\mu_t}{\sigma_h} \frac{\partial h}{\partial x_i} \quad (31)$$

En estas ecuaciones σ_m y σ_h son los números turbulentos de Schmidt y Prandtl respectivamente; sus valores hallados experimentalmente son cercanos a la unidad, (0,7).

3.4.3.3.2 EL MODELO DE TENSIONES DE REYNOLDS (RSM).

La limitación más grande del modelo K- ϵ es que μ_t es isotrópico. Esto implica que las escalas de velocidad y longitud son las mismas en todas direcciones.

En flujos complejos, las escalas de velocidad y longitud pueden variar significativamente con la dirección. Para estos flujos, el modelo K- ϵ es inadecuado, y puede producir resultados físicos incorrectos. El modelo (RSM) el cual tiene en cuenta las tensiones individuales de Reynolds es en estos casos una alternativa mejor.

El (RSM) implica resolver las ecuaciones de transporte para las tensiones individuales $\overline{u'_i u'_j}$. Estas ecuaciones de transporte pueden ser derivadas partiendo de las ecuaciones de cantidad de movimiento, y contienen correlaciones de velocidad y presión de tercer orden, correlaciones que han de ser modeladas para obtener el cierre.

El modelo de (RSM) que Fluent utiliza, emplea las siguientes ecuaciones:

$$\frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial t} + \overline{u_k} \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k} \right) + P_{ij} + \Phi_{ij} - \epsilon_{ij} \quad (32)$$

donde:

P_{ij} es el ratio de producción de tensiones.

Φ_{ij} es una fuente o sumidero debido a la correlación de presión - tensión.

ϵ_{ij} es la disipación viscosa.

El término de producción se puede computerizar sin hacer ninguna asunción.

$$P_{ij} = - \left(\overline{u_i u_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + \overline{u_j u_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right) \quad (33)$$

mientras que los términos de disipación de presión-tensión son modelizados como:

$$\Phi_{ij} = - C_3 \frac{\epsilon}{K} \left(\overline{u_i u_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} K \right) - C_4 \left(P_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} P_{ij} \right) \quad (34)$$

$$\epsilon_{ij} = \frac{2}{3} \delta_{ij} \epsilon \quad (35)$$

donde ϵ es el ratio de disipación isotrópica dado por la ecuación 28. La hipótesis de que la disipación de ϵ_{ij} puede ser aproximada por la disipación isotrópica, ϵ es razonable para números de Reynolds grandes, donde los movimientos de escala pequeña responsables de la disipación de la turbulencia son isotrópicos.

Cuando el (RSM) se utiliza para turbulencia, las correlaciones $\overline{u_i m_i}$ y $\overline{u_i h}$ son computerizadas al igual que en el modelo K- ϵ utilizando las ecuaciones 30 y 32.

La viscosidad turbulenta, μ_t utilizada en estas ecuaciones de cierre, está computerizada utilizando la ecuación 26, basada en los valores locales de K y ϵ , con K computerizado vía la ecuación 23 y ϵ vía la ecuación 28.

3.4.3.3.3 CONSTANTES EMPÍRICAS.

Tanto en el modelo K- ϵ como en el (RSM) aparecen diversas constantes empíricas, los valores que Fluent adopta por defecto están detallados en la tabla siguiente:

TABLA 6

Constante	Ecuación	Valor
C_μ	20	0,09
σ_K	21	1,0
σ_ϵ	22	1,3
$C_{1\epsilon}$	22	1,44
$C_{2\epsilon}$	22	1,92
C_3	28	1,5
C_4	28	0,4

-Todas las modelizaciones se realizan en régimen permanente, el fluido se considera en todo momento como incompresible, y se trabaja a temperatura constante.

$$\rho = 875 \text{ Kg/m}^3$$

$$\mu = 0,0274 \text{ Kg/(m s)}$$

$$\nu = 3,1314 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$$

$$P \text{ entrada} = 70 \text{ bar}$$

$$P \text{ salida} = 5 \text{ bar}$$

3.4.4 MODELOS REALIZADOS.

Utilizando este programa se realizó una modelización bidimensional de tres tipos de flujo, a saber:

- a.-Flujo tobera/paleta.
- b.-Flujo paleta/tobera.
- c.-Flujo tobera/paleta/tobera/tanque.

En la figura 13 encontramos un esquema de estos tres tipos de flujo estudiados.

La modelización se efectuó para distancias tobera paleta comprendidas entre 0,01 y 0,19 mm, en concreto las distancias estudiadas fueron: 0,01, 0,03, 0,05, 0,07, 0,1, 0,13, 0,15, 0,17, 0,19 mm.

A pesar de que el flujo por el interior del sistema paleta tobera es un flujo turbulento, las primeras modelizaciones se realizaron en base a los dos regímenes de flujo, laminar y turbulento, y las últimas utilizando las ecuaciones en régimen laminar.

Esta forma de proceder viene justificada por los siguientes considerandos:

- 1.- La modelización utilizando ecuaciones de flujo turbulento era muy lenta en comparación con la alternativa de flujo laminar.
- 2.- Los primeros resultados con ambas modelizaciones nos llevaron a configuraciones de flujo y resultados muy similares.
- 3.- Estas modelizaciones se realizaron en la Universidad de Cardiff y las disponibilidades de tiempo eran muy limitadas.
- 4.- Puesto que la finalidad de esta modelización es la visualización de las configuraciones de flujo dentro del sistema tobera paleta, pareció suficiente y significativo, utilizar las ecuaciones de régimen laminar para el resto de las modelizaciones.

Todas las modelizaciones se realizaron en dos dimensiones, considerando en todos los puntos del plano una profundidad del modelo de 1 mm.

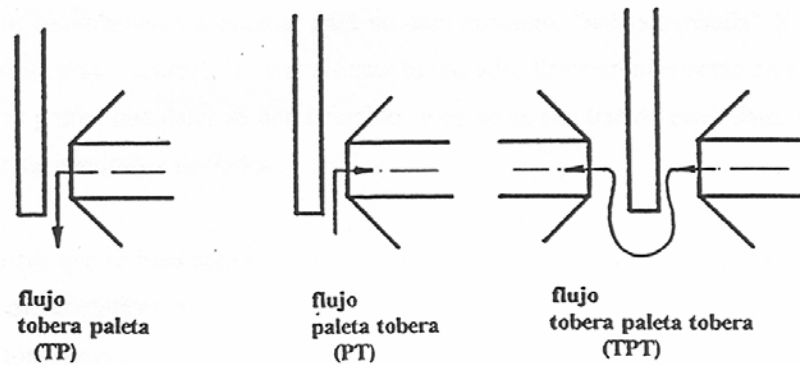


Fig. 13 Tipos de flujo modelizados.

3.4.4.1 DISCRETIZACIÓN DEL DOMINIO.

Para construir el modelo se han de ejecutar tres fases,

a.- la primera es la construcción del contorno, en donde se distinguirán lo que son paredes de lo que son vías de paso.

b.-En la segunda se procede a la creación de la malla, está será de vital importancia para conseguir una rápida convergencia del modelo. Aquí hay que decidir si se van a utilizar coordenadas cartesianas o coordenadas que siguen el perfil del cuerpo. En todos los modelos realizados se han utilizado las segundas.

Estos dos pasos se realizan en un subprograma de Fluent denominado "Pre BFC".

c.-El tercer paso es introducir la malla generada en el Fluent, dar valores a las constantes, y establecer las condiciones de contorno.

Una vez realizada la simulación y conseguida la convergencia, el programa nos permite estudiar entre otras cosas, los campos de velocidades y presiones, campos que serán utilizados para hallar los coeficientes de descarga.

Vayamos seguidamente a estudiar para un caso concreto, "paleta centrada" $X = 0,1\text{mm}$ y flujo tobera paleta tobera, es decir sistema bloqueado. Estudiaremos como se han efectuado estos tres pasos, que datos se han obtenido, y como se han tratado estos datos para llegar a obtener los resultados deseados.

Lo primero que se hizo para realizar la simulación, fue el acotar y numerar cada uno de los puntos característicos del contorno del modelo, así como las rectas que unen estos. En la figura 14a tenemos un esquema de como se ha efectuado.

Una vez decidido el número de mallas que tendrá nuestro modelo, (para todos los casos se han tomado 60 por 50 mallas) se han de distribuir estas por toda la superficie del modelo. En la figura 14b tenemos el mapa de distribución de mallas denominado "dominio computacional".

Una vez se han introducido en el ordenador los puntos característicos y se ha generado la red mallada, esta puede ser visualizada y si se cree necesario guardada. La figura 15 nos muestra la malla generada.

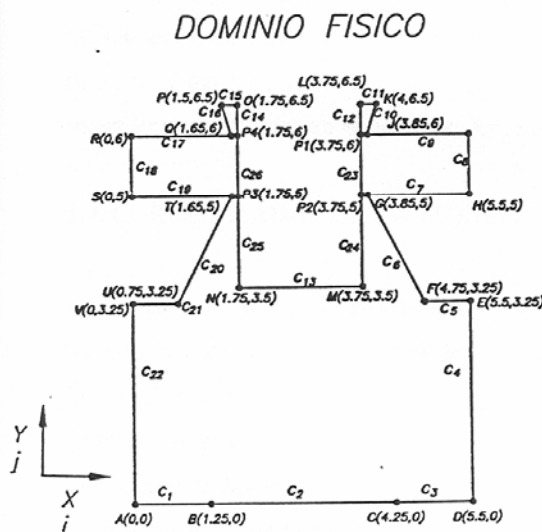


Fig. 14 a. Dominio físico.

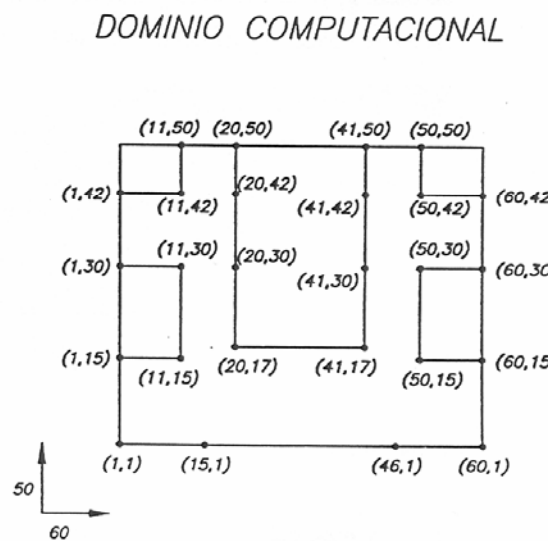


Fig. 14 b. Dominio computacional.

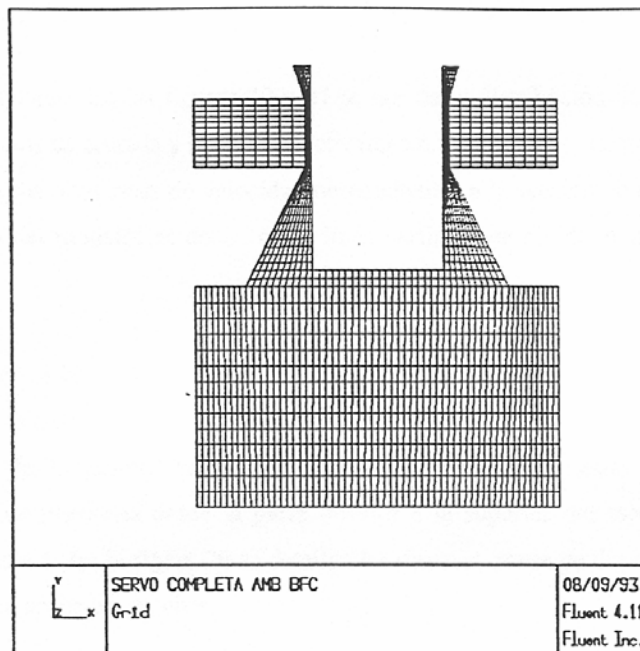


Fig. 15 Malla generada según instrucciones dadas.

Una vez se ha introducido la malla en el programa, este nos pide si utiliza el proceso de cálculo para flujo laminar o turbulento, hay que establecer también las condiciones de contorno y dar valores a las constantes. En nuestro caso trabajaremos con las hipótesis y constantes establecidas en el apartado 3.4.3.3.3.

3.4.4.2 RESULTADOS DE LA MODELIZACIÓN

El resultado de realizar la simulación se muestra en las figuras 16 y 17. La figura 16 nos muestra la distribución de velocidades en todo el campo de aplicación mientras que en la figura 17 se nos da la distribución de presiones en dicho campo.

Además de estos resultados se ha conseguido también la distribución de presiones y velocidades en los conductos de entrada salida y parte central de la válvula.

Así por ejemplo, en la figura 18 encontramos la distribución de la velocidad perpendicular a la sección de entrada. En la 19 tenemos la distribución de velocidades a lo largo de la sección de salida. Se comprueba que en el modelo establecido, el fluido en la salida pasa pegado a la parte superior del conducto, creando una zona de desprendimiento en la parte

inferior del mismo. En las figuras 20 y 21 se nos da la distribución de presiones a lo largo de los conductos de entrada y salida respectivamente. Por último, encontramos en las figuras 22 y 23 , las distribuciones de velocidad perpendicular a la sección de paso, y presión en la parte central del modelo, es decir, en la línea vertical que divide el modelo en dos partes simétricas.

Por otro lado, se ha creído interesante el hallar la distribución de presión de estancamiento a lo largo de la paleta, las figuras 24 y 25 nos dan dichas distribuciones para la parte derecha e izquierda de la paleta respectivamente. Darse cuenta que estas figuras nos dan la distribución de presiones desde la parte inferior a la superior del modelo, no solo donde tenemos la paleta. En la figura 26 se detallan las diversas zonas de donde se han extraído las distribuciones acabadas de citar.

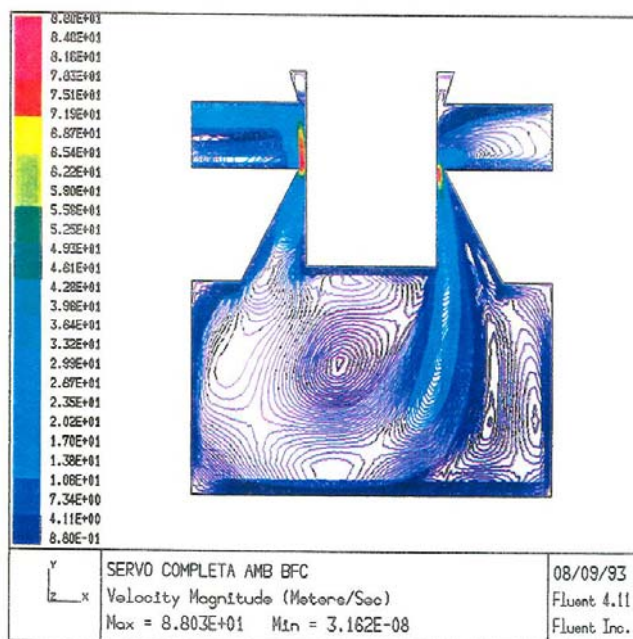


Fig. 16 Distribución de velocidades en el modelo estudiado.

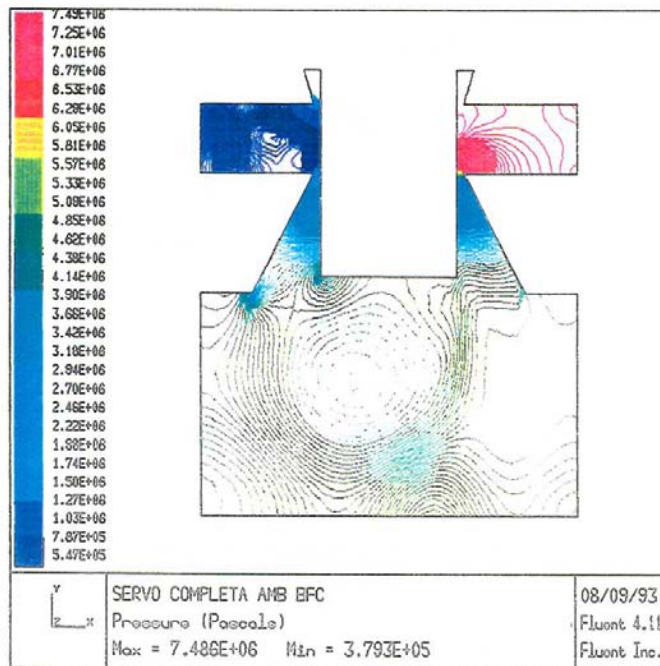


Fig. 17 Distribución de presiones en el modelo bajo estudio.

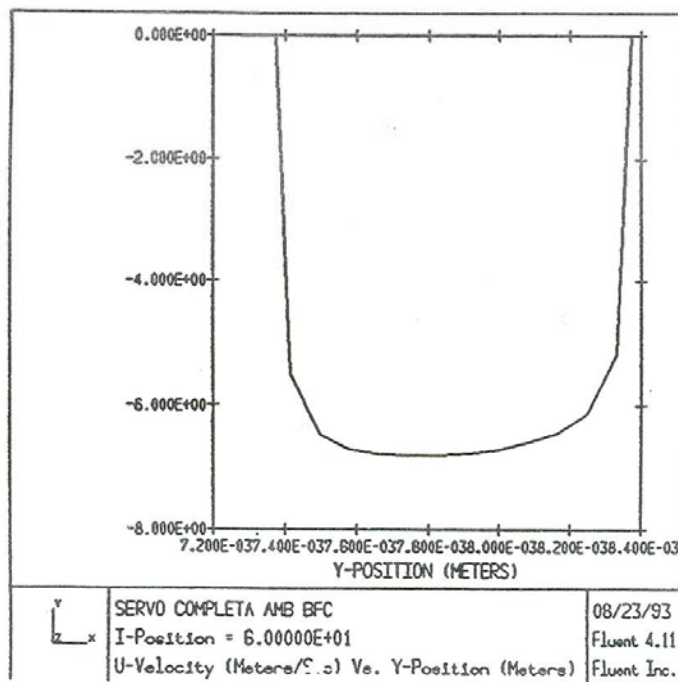


Fig. 18 Distribución de velocidades en la entrada del modelo.

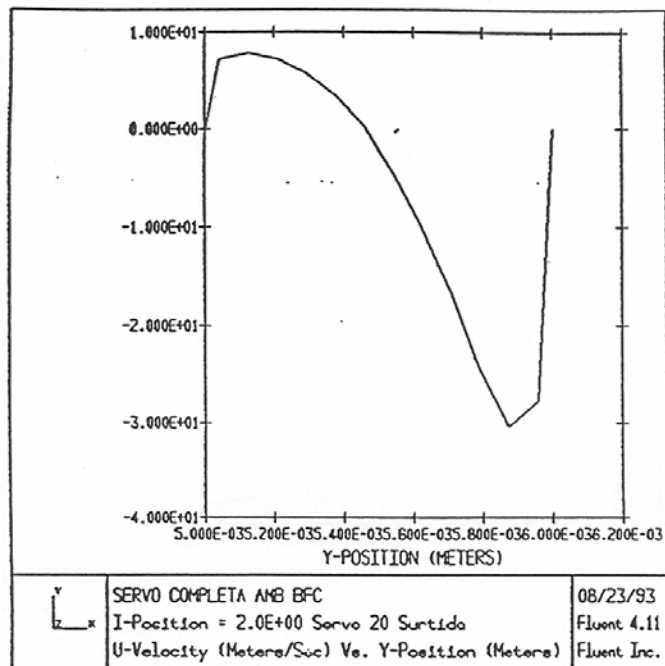


Fig. 19 Distribución de velocidades a la salida del modelo.

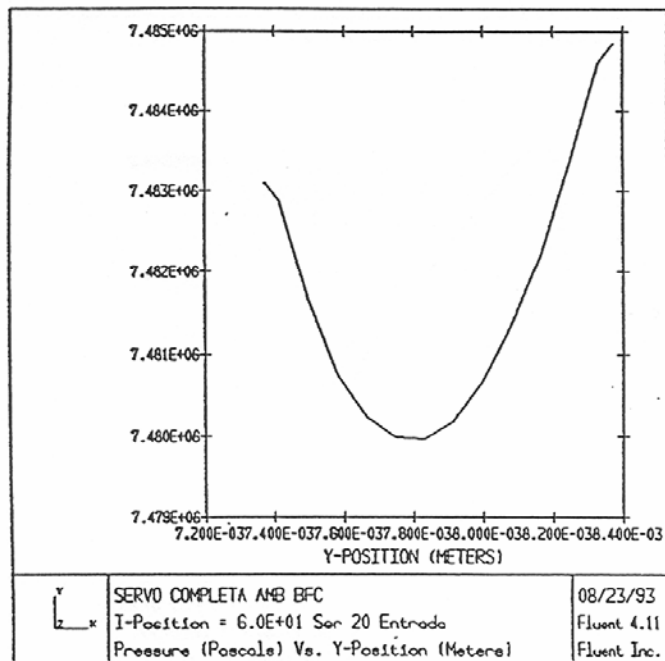


Fig. 20 Distribución de presiones a la entrada.

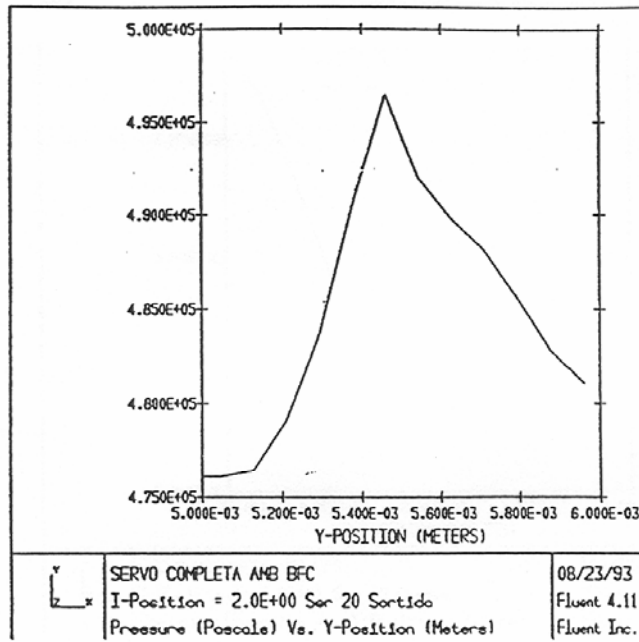


Fig. 21 Distribución de presiones a la salida.

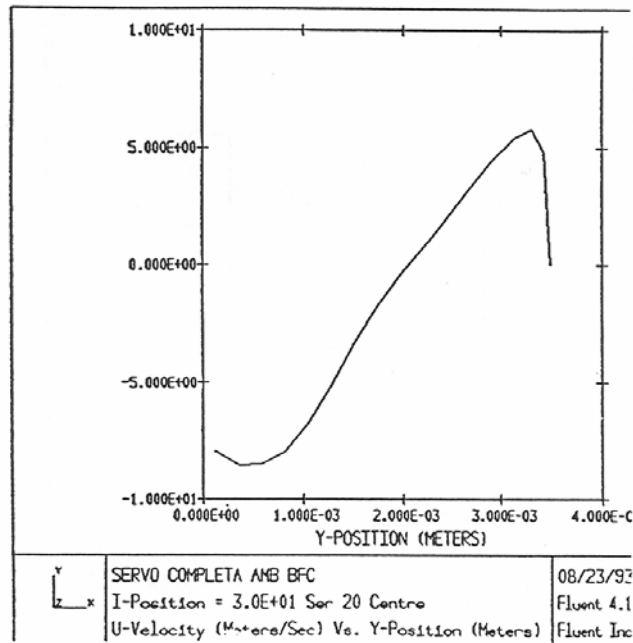


Fig. 22 Distribución de velocidades en el centro del modelo.

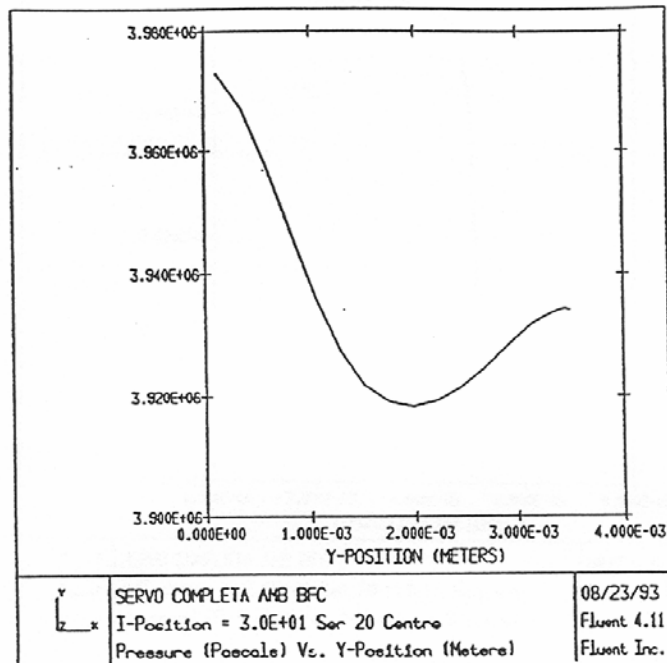


Fig. 23 Distribución de presiones en el centro del modelo.

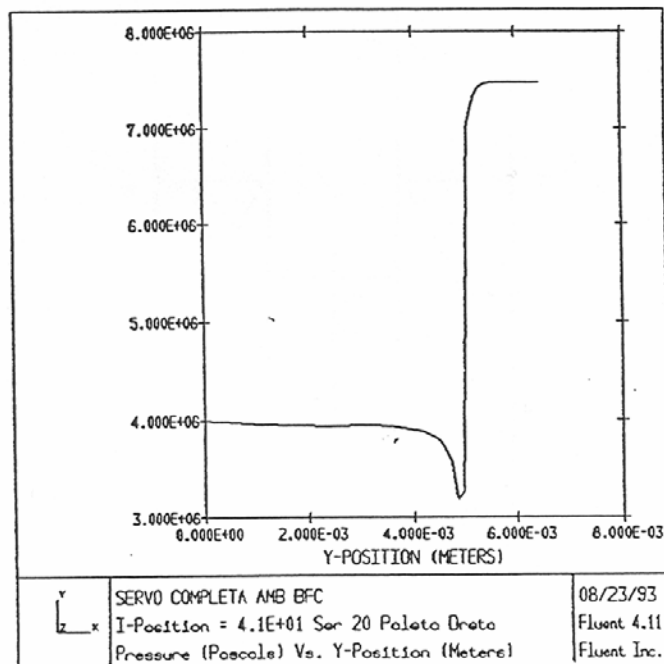


Fig. 24 Distribución de presiones en la parte derecha de la paleta.

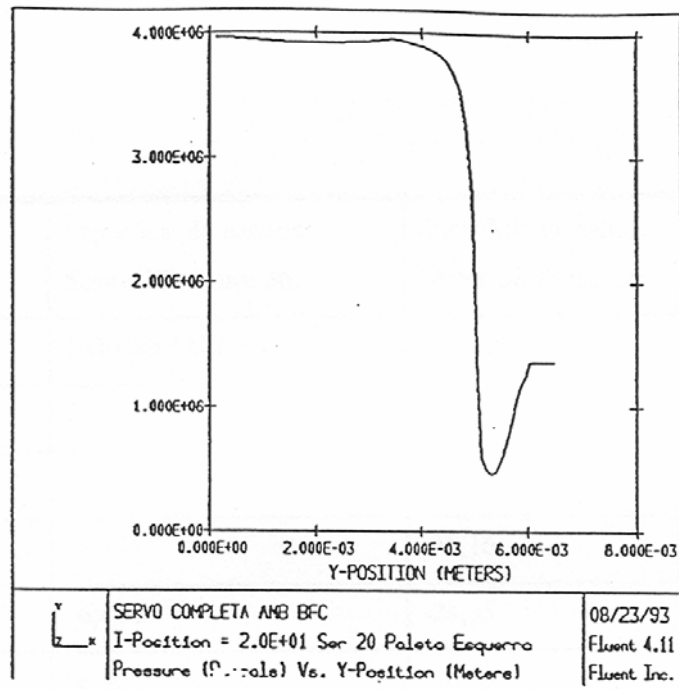


Fig. 25 Distribución de presiones en la parte izquierda de la paleta.

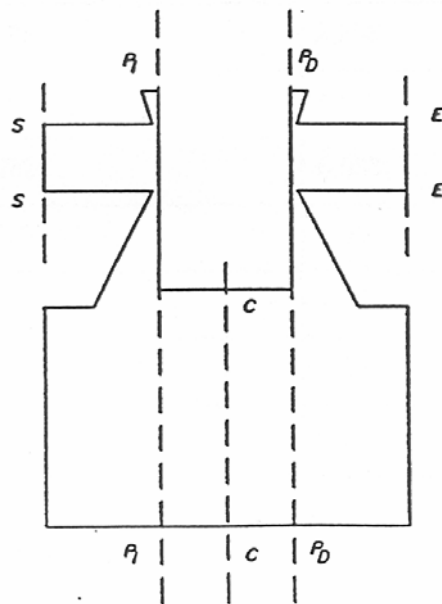


Fig. 26 Zonas en donde se han cogido los diferentes valores.

TABLA 7

	Superficie de entrada. Sector EE figura 26.	Superficie de salida. Sector SS figura 26.
Celda	Velocidad U (m/s)	Velocidad U (m/s)
43	0	0
42	-5,68	-27,29
41	-6,135	-30,16
40	-6,434	-24,35
39	-6,952	-16,73
38	-6,704	-10,16
37	-6,793	-4,773
36	-6,793	2,836
35	-6,802	4,648
34	-6,782	6,088
33	-6,707	6,906
32	-6,463	7,34
31	-5,495	7,39
30	0	0

TABLA 8

Superficie central. Sector CC figura 26				Superficie izquierda. Sector PI,PI figura 26.	Superficie derecha Sector PD,PD figura 26.
Celda	Velocidad U (m/s)	Presión (Pa) * 10 ⁶ .	Celda	Presión izquierda (Pa)	Presión derecha (Pa) * 10 ⁶
18	0	3,934	51	1,366 10 ⁶	7,483
16	5,827	3,933	48	1,366 10 ⁶	7,483
14	4,434	3,928	45	1,366 10 ⁶	7,483
12	2,005	3,922	42	1,255 10 ⁶	7,483
10	-0,3951	3,918	39	9,110 10 ⁵	7,483
8	-3,324	3,922	36	5,419 10 ⁵	7,479
6	-6,755	3,936	33	5,159 10 ⁵	7,348
4	-8,489	3,958	30	2,714 10 ⁶	3,262
2	-7,901	3,973	27	3,693 10 ⁶	3,703
			24	3,854 10 ⁶	3,868
			21	3,910 10 ⁶	3,917
			18	3,941 10 ⁶	3,939

3.4.4.3 ESTUDIO COMPARATIVO.

Como complemento del apartado anterior se presenta una comparación cualitativa de las modelizaciones realizadas utilizando las ecuaciones de flujo laminar y de flujo turbulento. Como elemento comparativo se ha utilizado una estimación del coeficiente de descarga tal y como se expone a continuación.

Para hallar el caudal que fluye en nuestro sistema multiplicaremos los vectores velocidad "U"

de cada una de las celdas de entrada por la superficie de la celda, (véase tablas 7 y 8), lo mismo haremos en la superficie de salida, estos dos caudales son para todos los casos el mismo.

En el caso bajo estudio la altura de la sección de paso es de 1mm, siendo la profundidad también de 1mm. La superficie de cada celda será de $0,0833 * 1 \text{ mm}^2$.

El valor de 0,083 mm sale de discretizar el diámetro de la tobera en 12 partes.

Multiplicando cada vector velocidad por su celda correspondiente se ha obtenido un caudal de $0,387 \text{ dm}^3/\text{min}$

Para hallar el caudal teórico necesitamos conocer la presión media en el centro del modelo (tabla 8), así, haciendo la media de las presiones en la superficie central da un valor de $3,936 * 10^6 \text{ (Pa)}$.

Para hallar el caudal teórico utilizaremos la ecuación:

$$Q_T = S \sqrt{\frac{2 \Delta P}{\rho}} \quad (36)$$

En donde:

-S es la superficie total de la sección de paso, (m^2).

Su valor es de $0,0001 * 0,001 \text{ (m}^2\text{)}$

$-\Delta P$ es la diferencia de presión entre la sección de entrada y salida del estrangulamiento a estudiar. (Pa). Para el estrangulamiento de entrada tenemos $\Delta P = 3564000 \text{ (Pa)}$, y para el de salida $\Delta P = 3436000 \text{ (Pa)}$.

Sustituyendo estos valores en la ecuación 38, tenemos un caudal teórico para la entrada de $0,5416 \text{ dm}^3/\text{min}$. Siendo el caudal teórico para la salida de $0,5317 \text{ dm}^3/\text{min}$.

Como el coeficiente de descarga es la relación entre el caudal que hemos considerado real y el teórico, este valdrá:

Para la entrada $C_d = 0,716$

Para la salida $C_d = 0,7293$

Para hallar el valor del número de Reynolds en cada caso utilizaremos la ecuación:

$$Re = \frac{2X \sqrt{\frac{2 \Delta P}{\rho}}}{\nu} \quad (37)$$

recordemos que X es la distancia tobera paleta, y $2X$ es el diámetro hidráulico de la superficie mínima de paso del fluido. Recordemos que el concepto de diámetro hidráulico era:

$$Dh = \frac{4 * \text{superficie mojada}}{\text{perímetro mojado}} = \frac{4 \pi D X}{2 \pi D} = 2X \quad (38)$$

Así para las secciones de entrada y salida tenemos un Reynolds de:

$$Re \text{ entrada} = 576,45$$

$$Re \text{ salida} = 566,01$$

Este tipo de análisis ha sido realizado para todos los casos estudiados. En las tablas siguientes se exponen los resultados obtenidos.

En la primera columna, se nos detalla el tipo de flujo estudiado, y la distancia a la que la paleta estaba situada de la tobera en décimas de milímetro. Así por ejemplo, para el primer caso tenemos TPT 1-19, nos indica que el flujo será de tobera paleta tobera, estando la paleta situada a una centésima de la tobera izquierda y 19 centésimas de la derecha.

En las figuras 28 y 29 se resumen los coeficientes de descarga estimados.

Una de las apreciaciones que se pueden hacer a la vista de estas figuras es que la diferencia entre entre los resultados obtenidos via modelización por flujo laminar o turbulento no difieren escesivamente.

En las páginas siguientes, figura 27, encontramos algunos de los perfiles de velocidad y presión representativos de las modelizaciones realizadas.

TABLA 9 FLUJO TURBULENTO

CASO	CAUDAL (l/min)	Cd	Re
TPT 1-19	0,01742	Cd _e = 0,22 Cd _s = 0,409	Re _e = 80,78 Re _s = 45,33
TPT 3-17	0,12925	Cd _e = 0,573 Cd _s = 0,676	Re _e = 239,8 Re _s = 203,4
TPT 5-15	0,24159	Cd _e = 0,666 Cd _s = 0,721	Re _e = 386,26 Re _s = 356,4
TPT 7-13	0,3323	Cd _e = 0,737 Cd _s = 0,738	Re _e = 503,43 Re _s = 479,4
TPT 10-10	0,38778	Cd _e = 0,716 Cd _s = 0,729	Re _e = 576,46 Re _s = 566,01
TPT 13-7	0,3366	Cd _e = 0,723 Cd _s = 0,718	Re _e = 495,1 Re _s = 352,8
TPT 15-5	0,23898	Cd _e = 0,712 Cd _s = 0,659	Re _e = 357,43 Re _s = 386
TPT 17-3	0,1192	Cd _e = 0,687 Cd _s = 0,528	Re _e = 184,7 Re _s = 240,27
TPT 19-1	0,01672	Cd _e = 0,396 Cd _s = 0,220	Re _e = 44,96 Re _s = 80,79
TP-1	0,01734	0,2285	80,82
TP-3	0,128	0,5622	242,4
TP-5	0,24264	0,6393	404,12
TP-7	0,3889	0,732	565,7
TP-10	0,5555	0,7319	808,24
TP-13	0,7259	0,735	1050,72
TP-15	0,7596	0,6672	1212,3
TP-17	0,9391	0,727	1373,6
TP-19	1,075	0,7455	1535,67
PT-1	0,01689	0,2226	80,82
PT-3	0,1226	0,5384	242,4
PT-5	0,258	0,6798	404,12
PT-7	0,3879	0,7256	565,7
PT-10	0,5623	0,7159	808,24
PT-13	0,763	0,7733	1050,72
PT-15	0,8995	0,7902	1212,51
PT-17	1,0134	0,78	1373,6
PT-19	1,1391	0,79	1535,67

TABLA 10 FLUJO LAMINAR

CASO	CAUDAL (l/min)	Cd	Re
TPT 1-19	0,01987	Cd _e = 0,261 Cd _s = 0,455	Re _e = 80,78 Re _s = 46,43
TPT 3-17	0,1309	Cd _e = 0,58 Cd _s = 0,696	Re _e = 239,2 Re _s = 201,6
TPT 5-15	0,22187	Cd _e = 0,606 Cd _s = 0,732	Re _e = 389,55 Re _s = 322,59
TPT 7-13	0,2993	Cd _e = 0,618 Cd _s = 0,746	Re _e = 585,6 Re _s = 427,8
TPT 10-10	0,36	Cd _e = 0,612 Cd _s = 0,749	Re _e = 625,96 Re _s = 511,3
TPT 13-7	0,3289	Cd _e = 0,615 Cd _s = 0,736	Re _e = 569,1 Re _s = 475,5
TPT 15-5	0,2474	Cd _e = 0,613 Cd _s = 0,697	Re _e = 429,22 Re _s = 377,94
TPT 17-3	0,1303	Cd _e = 0,620 Cd _s = 0,580	Re _e = 223,77 Re _s = 239,23
TPT 19-1	0,01842	Cd _e = 0,436 Cd _s = 0,242	Re _e = 44,9 Re _s = 80,79
TP-1	0,0196	0,2582	80,82
TP-3	0,1428	0,6271	242,4
TP-5	0,2381	0,6276	404,12
TP-7	0,3395	0,639	565,7
TP-10	0,49027	0,6459	808,24
TP-13	0,6355	0,6441	1050,72
TP-15	0,7313	0,6424	1212,3
TP-17	0,8116	0,629	1373,6
TP-19	0,8884	0,6159	1535,67
PT-1	0,01848	0,2436	80,82
PT-3	0,1688	0,7413	242,4
PT-5	0,2646	0,697	404,12
PT-7	0,3931	0,739	565,7
PT-10	0,5799	0,764	808,24
PT-13	0,7638	0,7741	1050,72
PT-15	0,8814	0,7742	1212,51
PT-17	1,0139	0,7858	1373,6
PT-19	1,1319	0,785	1535,67

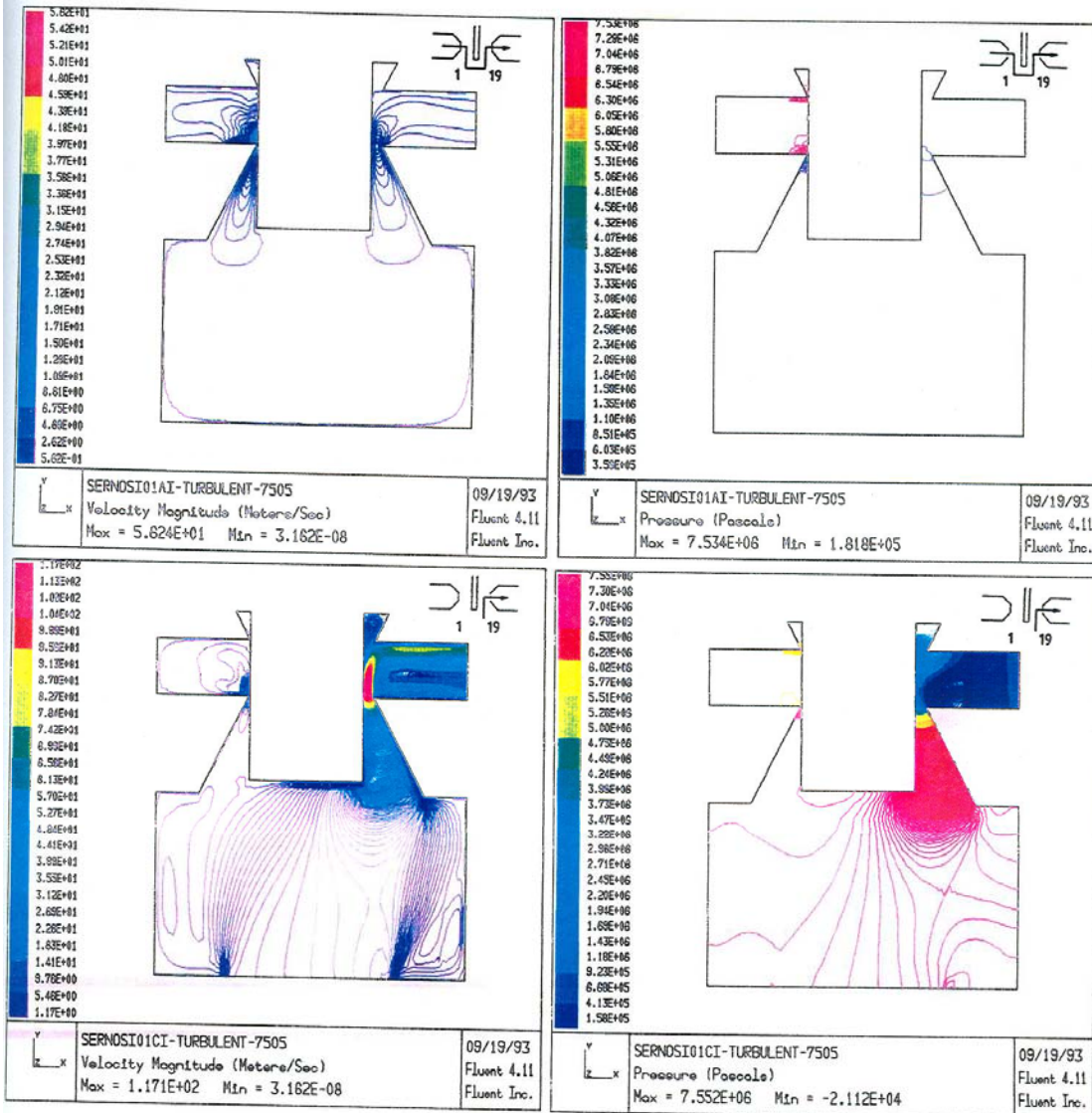


Fig. 27 a Algunos perfiles de velocidad y presión.

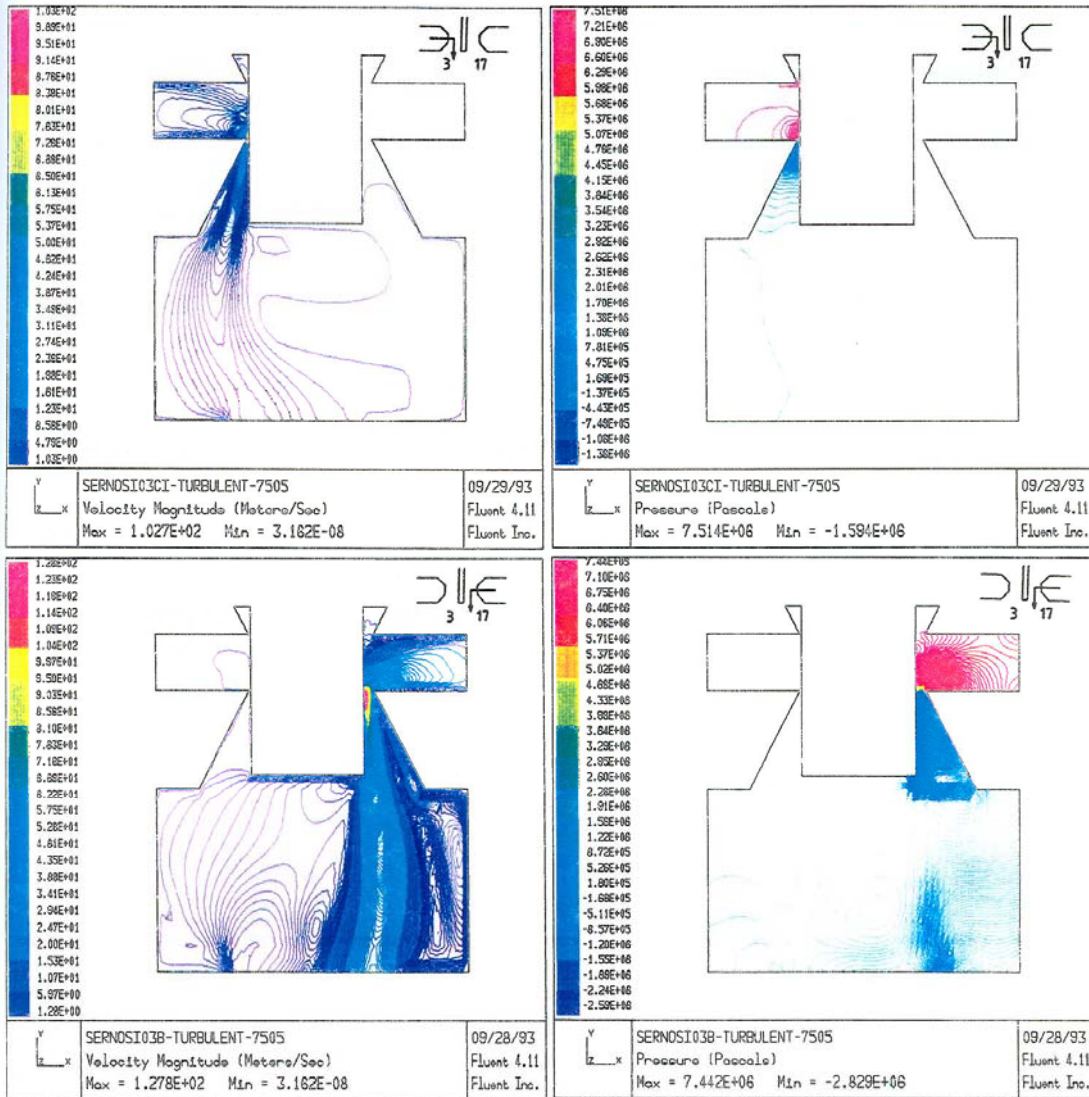


Fig. 27 b Algunos perfiles de velocidad y presión.

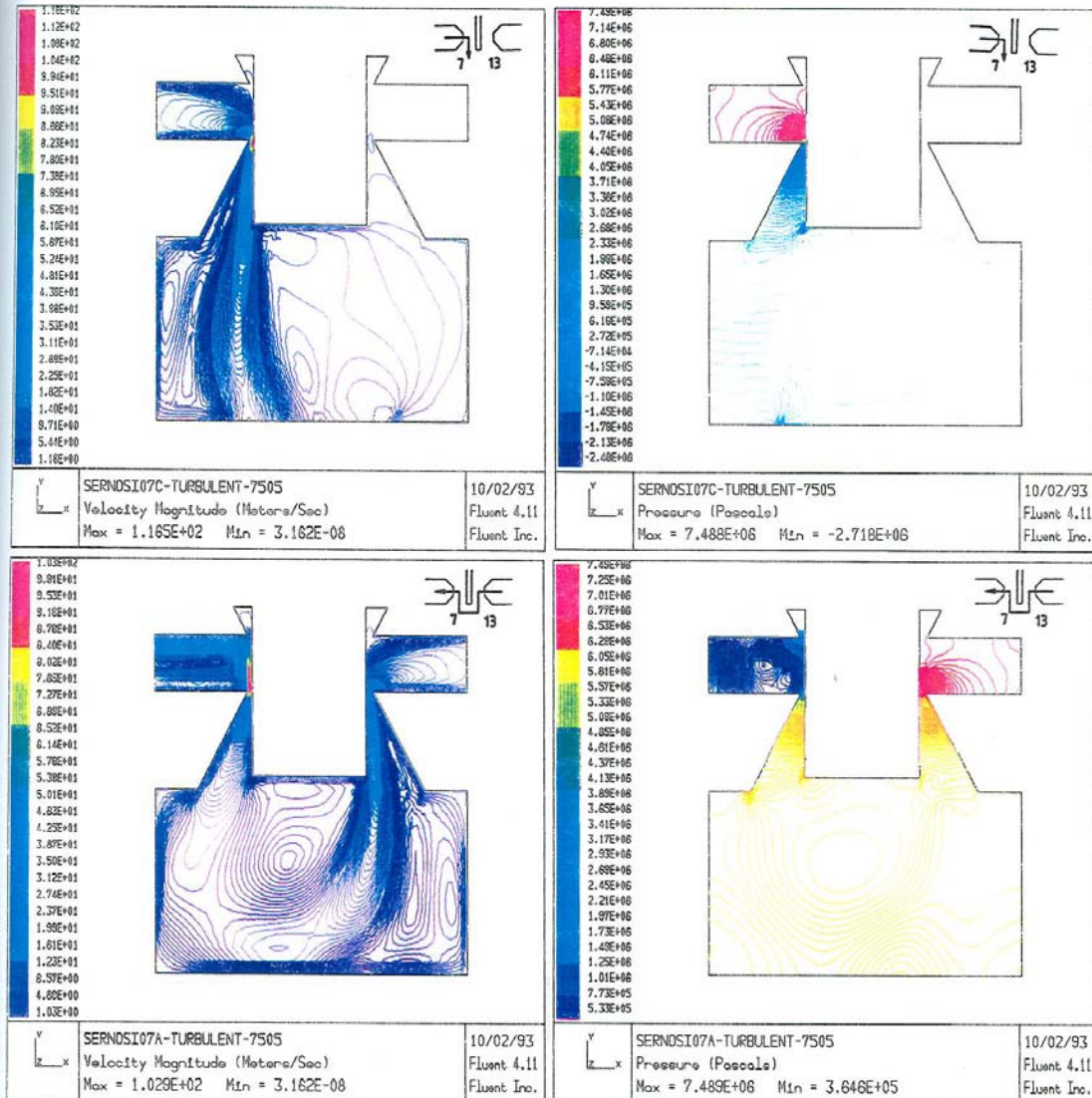


Fig. 27 c Algunos perfiles de velocidad y presión.

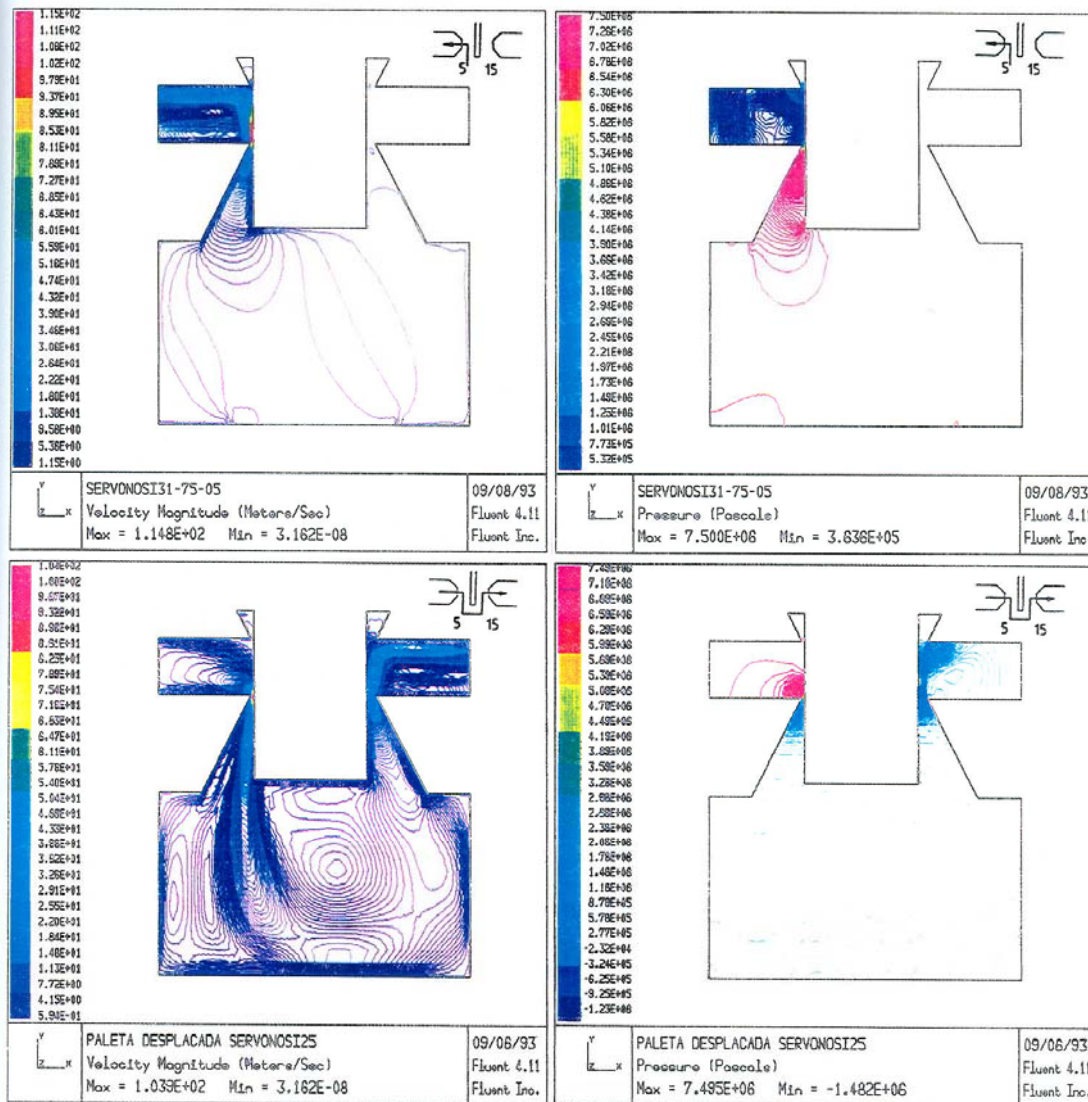


Fig. 27 d Algunos perfiles de velocidad y presión.

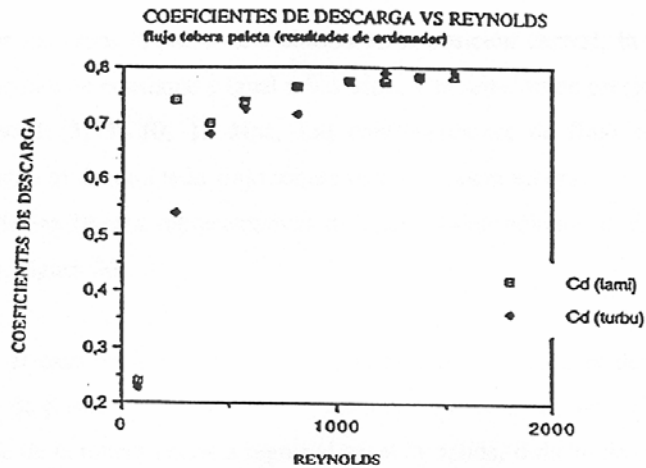


Fig. 28 Coeficientes de descarga para flujo tobera paleta según modelo.

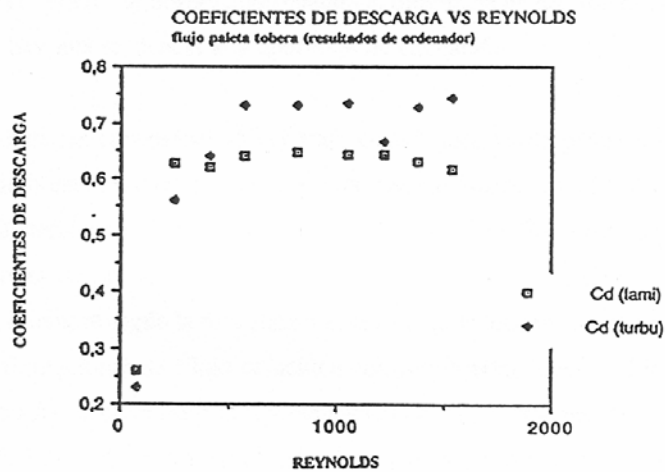


Fig. 29 Coeficientes de descarga para flujo paleta tobera según modelo.

3.5 COMPARACIÓN DE LOS COEFICIENTES DE DESCARGA EXPERIMENTALES Y LOS ESTIMADOS VIA MODELIZACIÓN.

De acuerdo con las conclusiones establecidas en el apartado anterior sobre la bondad de las estimaciones del coeficiente de descarga en base a la modelización de las ecuaciones en régimen laminar, a continuación se comparan los resultados experimentales con los estimados para una geometría paleta/tobera concreta.

Para todos los casos la paleta esta situada en la posición central, la presión en la boca de salida se mantiene constante e igual a 0,5 Mpa, y la relación de presiones en el conducto de entrada es: 1, 3, 5, 10, 13 Mpa. Las configuraciones de flujo estudiadas son las que corresponden al denominado flujo tobera paleta y paleta tobera.

Algunas de las figuras representativas de estas modelizaciones se exponen en las páginas siguientes, figura 30.

Así, para el caso de flujo tobera paleta, de esta modelización se desprende que cuando la diferencia de presión entre entrada y salida oscila alrededor de los 1 Mpa el chorro de fluido procedente de la tobera tiende a seguir el canal de salida, o dicho de otra manera, el chorro, no fluye paralelo a la paleta. Vemos también que cuando la diferencia de presión es de 3 Mpa o mayor el chorro siempre es paralelo a la paleta. En lo que a la distribución de presiones se refiere, se observa que cuando la diferencia de presión es de alrededor de 9 Mpa o mayor, hay una tendencia a la aparición de cavitación.

Si estudiamos las características del flujo cuando este va de paleta a tobera, observaremos que el fluido está en todo momento perfectamente guiado en su evolución hacia la tobera, independientemente del gradiente de presión utilizado. Por otro lado, si se analizan las distribuciones de presión, se observa que aunque la diferencia de presión sea de 12,5 Mpa no existe, (siempre según la modelización realizada) la tendencia a la aparición de cavitación. Estas configuraciones de Flujo coinciden con las observaciones de Lichtarowicz.

En la figura 31, encontramos la representación de los coeficientes de descarga en función del número de Reynolds, tanto para flujo tobera paleta como para flujo inverso.

En la figura 32 se han superpuesto los resultados de la figura 31 con los valores experimentales, en concreto cuando la distancia tobera paleta y paleta tobera era de 0,09 y 0,12 mm. De esta confrontación se puede llegar a la conclusión de que la modelización concuerda con los resultados experimentales especialmente bien cuando el flujo va de tobera a paleta.

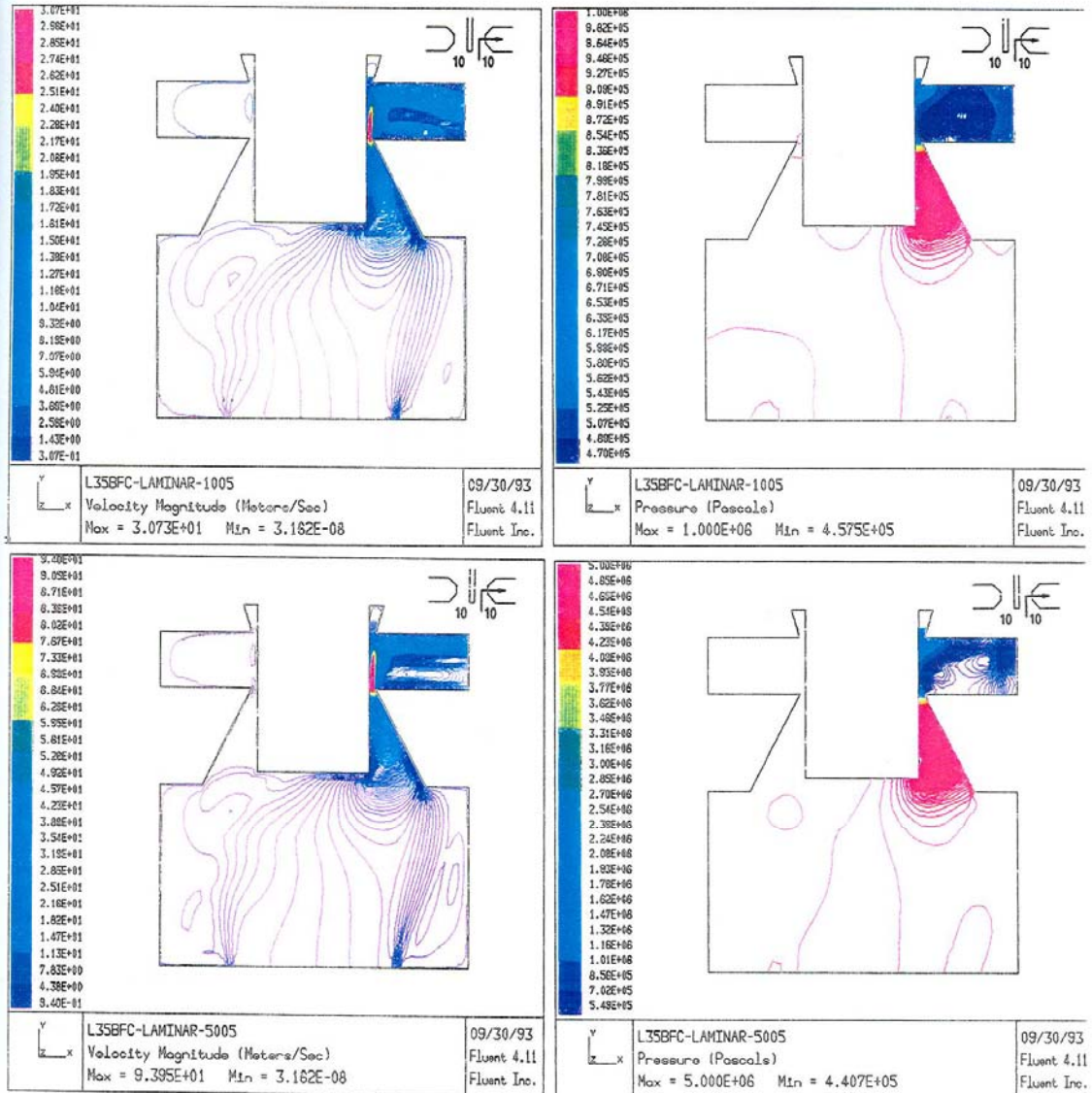


Fig. 30 a Variación de la configuración del flujo en función de la presión.
 ΔP figuras superiores 5 bar. ΔP figuras inferiores 45 bar.

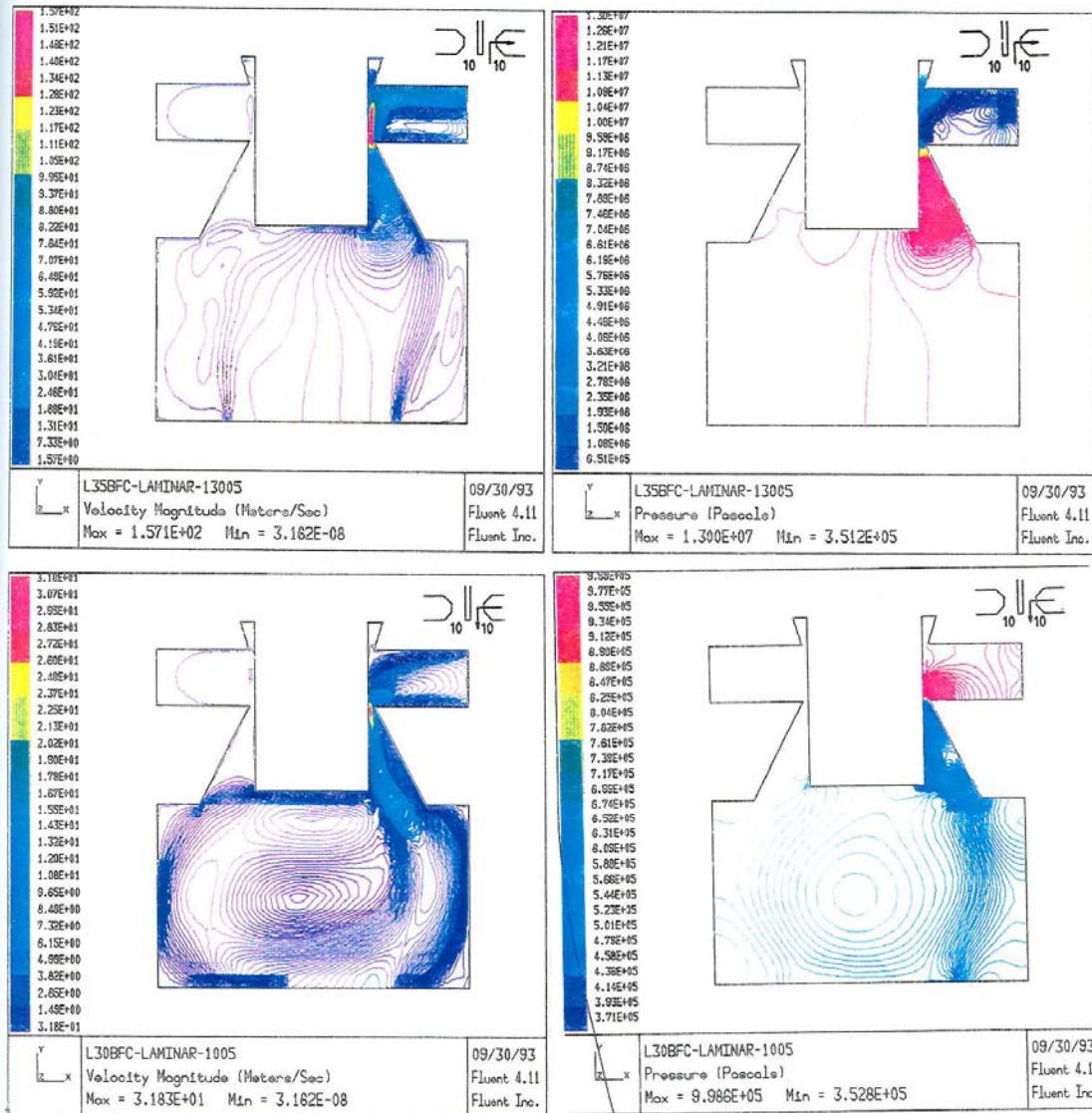


Fig. 30 b Variación de la configuración del flujo en función de la presión.
 ΔP figuras superiores 125 bar. ΔP figuras inferiores 5 bar.

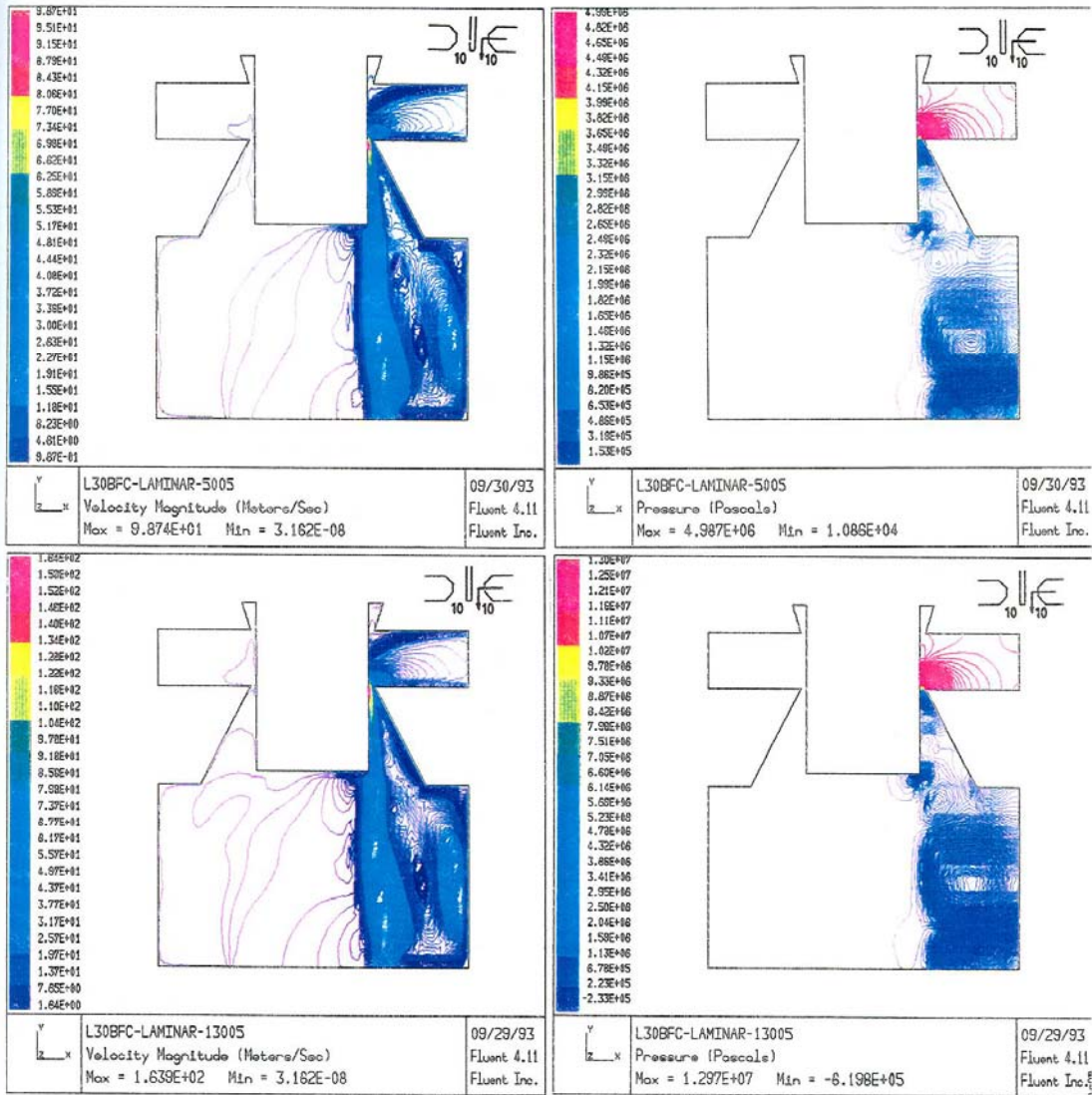


Fig. 30 c Variación de la configuración del flujo en función de la presión.
 ΔP figuras superiores 45 bar. ΔP figuras inferiores 125 bar.

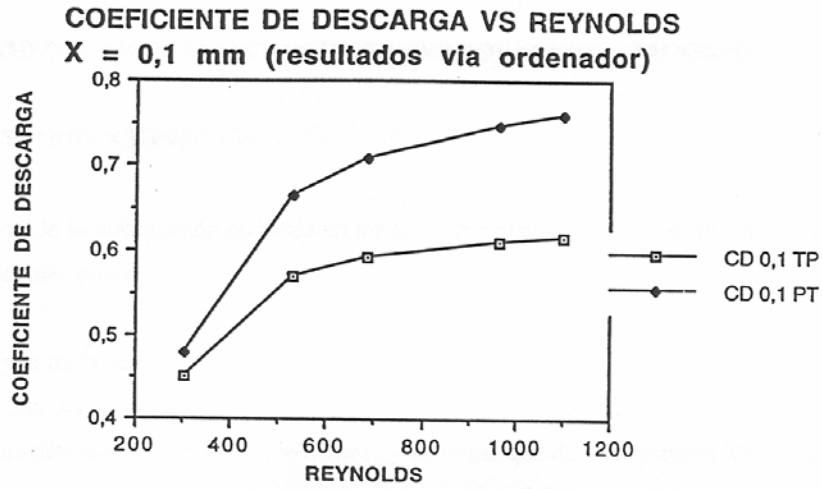


Fig. 31 coeficientes de descarga para flujo tobera paleta y paleta tobera, estando la paleta centrada. Flujo laminar.

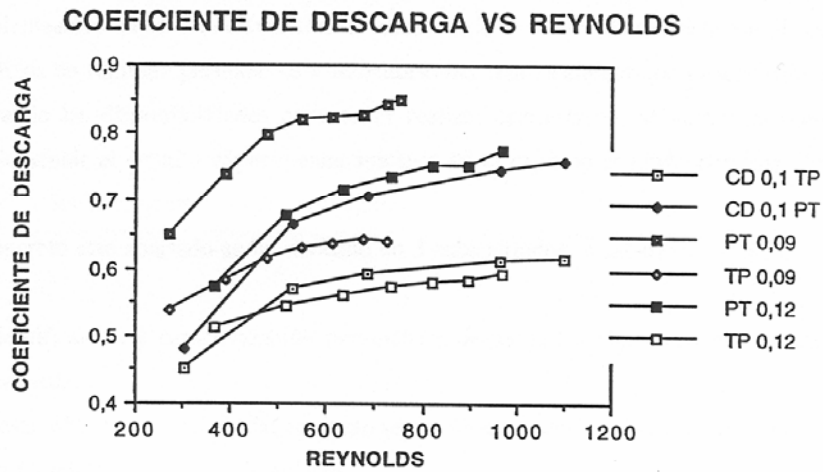


Fig. 32 Comparación entre los resultados analíticos y experimentales.