

**TESIS CARRERA DE DOCTORADO EN CIENCIAS DE LA
INGENIERÍA**

**FLUIDODINAMICA DE FLUJOS OBLICUOS EN ARREGLOS
DE BARRAS: UNA CONTRIBUCION AL DISEÑO DE
REACTORES COMPACTOS REFRIGERADOS A GAS**

**Lic. Raúl Guillermo Jesús Marino
Doctorando**

**Dr. Pablo Florido
Director**

**Dr. Víctor Herrero
Co director**

Octubre de 2009

Centro Atómico Bariloche

**Instituto Balseiro
Universidad Nacional de Cuyo
Comisión Nacional de Energía Atómica
Argentina**

*Alla mia moglie Ana Laura,
che ha contribuito a governare questa barca,
anche nelle peggiori tempeste,
fino ad un porto sicuro.*

Agradecimientos

Es muy difícil agradecer a todos aquellos que con su silencioso y desinteresado aporte han contribuido a que hoy pueda estar finalizando este desafío intelectual. Trataré de plasmar en estos agradecimientos aquellos nombres que considero que permitieron llegar a presentar esta tesis y que pocas, o muchas veces, tuvieron que soportar mis insistentes e impacientes consultas.

Al Cnl Víctor Angel Herrero, y espero no pecar por sintético, que me adoptó como un proyecto académico, me enseñó como un maestro, me acompañó como un amigo, soportó diariamente la pesadilla de mis pedidos, se preocupó de mi esposa como de una hija, me abrió la puertas de su casa y tantas, tantas cosas más. Espero no haberlo defraudado.

Al Dr. Alejandro Clause, que me enseñó a trabajar con un método profesional de alto nivel, me introdujo en el difícil camino de la investigación, junto a mi esposa nos transmitió que en el balance de la vida de familia son más las buenas que las malas y eso es lo que importa, me inculcó un método de trabajo insistente y constante, casi obsesivo, y no por eso menos apasionante, digno de igualar.

Al Grl Hernán Prieto Alemandi, quien rescató de mi interior una ilusión latente y me permitió acceder a un nuevo horizonte; y aunque diga que nada tengo que agradecer, lo haré esclavo de sus palabras: “El agradecimiento es uno de los pocos excesos que tiene permitido el hombre”.

Al Cnl José Herminio Hernández, que tuvo siempre el consejo acertado, que motivó mis ambiciones; y que recordaré siempre cuando bajando de la cumbre del Aconcagua me dijo: “Con voluntad y decisión, todo se puede”.

Al Dr. Pablo Florido, que me recibió en el histórico DAEE, permitiéndome participar en varias experiencias apasionantes del conocimiento.

Al Lic. Marcelo Caputo y familia, por convertirse en un soporte emocional fundamental para mi esposa y para mí desde nuestra llegada a Bariloche, permitiéndome superar los peores momentos anímicos y poder llegar a este punto de la mejor manera.

Al Dr. Víctor Correa y familia, por su amistad y por recibirnos junto a mi esposa en el seno de su familia, demostrándome que trabajo y familia numerosa son posibles con sacrificio y dedicación.

Al Lic. Roberto Caso, mi hermano postizo, por seguir dándome quórum en mis delirios.

A mi guía espiritual el Pbro. Prof. Rodolfo de Fabriziis, quien supo transmitirme que el trabajo diario debe realizarse con humildad, sacrificio y entrega hacia los demás.

A mi familia y a la de mi esposa, que siempre me apoyaron desde la distancia, y estuvieron prestos para la solución de problemas, permitiéndome de esa manera poder dedicarme completamente a mis estudios.

A los “Leñeros” fundadores, (por orden alfabético) Chaco, Fran, Juan, Kyu, Martín, y especialmente a Rubén por incluirme en su círculo de trabajo, enseñarme los pormenores de esta vida académica del IB y brindarme su amistad.


A la Sra. Marcela Margutti, que con su silencioso trabajo y precisos consejos, hizo que mi plan de tesis pudiera ser cumplido en tiempo y forma.

Al Dr. Nicolás Silin que con sus enseñanzas, conocimientos y experiencia, me permitieron cerrar una etapa decisiva en mi trabajo experimental.




Al Dr José Barbero, que me transmitió valores cristianos importantes para el trabajo diario y me supo aconsejar con prudencia para soportar las traiciones de ciertas personas que les proporcioné desinteresadamente mi ayuda, y hoy me cierran las puertas.

Y, a la Fundación YPF con su programa de becas “José A. Estenssoro”, que apostaron a este plan de tesis, y me permitieron preocuparme solamente por estudiar y aportar un pequeño grano de arena para contribuir con el engrandecimiento del conocimiento Nacional.

Glosario de símbolos y abreviaturas

Símbolo o abreviatura	Descripción	Observaciones
AGR	Advanced Gas Reactor (Reactor Avanzado refrigerado a Gas)	
α	Angulo de inclinación de las barras con respecto a la dirección el fluido	
θ	Angulo de la toma de presión en la superficie de la barra con respecto a la dirección del fluido	
AVR	Arbeitsgemeinschaft Versuchsreaktor (Reactor experimental de alta temperatura)	
A_{∞}	Area transversal de la Sección de prueba antes del arreglo de barras	m^2
A_g	Area transversal entre las barras	m^2
BWR	Boiling Water Reactor (Reactor de agua en ebullición)	
\dot{m}	Caudal másico	g/seg
C_p	Coficiente adimensional de pérdida de carga del subcanal fluidodinámico	$C_p = \frac{p_{in} - p_{out}}{\frac{1}{2} \rho_{\infty} v_{\infty}^2}$
$\overline{C_p}$	Coficiente adimensional de pérdida de carga del subcanal fluidodinámico (valor medio para los diferentes caudales medidos)	
C_D	Coficiente adimensional de pérdida de carga en la superficie de la barra	$C_{D(\theta)} = \frac{p_{w(\theta)} - p_{\infty}}{\frac{1}{2} \rho v_{\infty}^2}$
$\overline{C_D}$	Coficiente adimensional de pérdida de carga en la superficie de la barra (valor medio para los diferentes caudales medidos correspondiente a $\theta = 90^\circ$)	
	Compresor // Bomba de vacío	
CAD	Computer Aided Design	
\cos	Coseno	
ρ	Densidad	Kg/m^3
σ	Desviación estándar	
D	Diámetro del obstáculo	m
DP	Differential Pressure (Presión diferencial)	
b	Distancia entre centros de las barras	mm
ε	Distancia entre las superficie de las barras	mm

ec.	Ecuación	
ecs.	Ecuaciones	
Ed.	Edición	
⊗	Electroválvula	
Expte.	Expediente	
f	Frecuencia de desprendimiento de vórtices	Hz
ψ	Función de corriente (flujo potencial)	
GCR	Gas Cooled reactor	
GEN IV	Generation IV (4ta generación de reactores nucleares)	
g	Gramos	
G	Ground (Tierra en circuitos eléctricos)	
HWR	Heavy Water Reactor (Reactor refrigerado por agua pesada)	
HTGR	Hight Temperature Gas Reactor	
inf	Inferior	
τ	Lapso de tiempo	seg
LWR	Light Water Reactor (Reactor refrigerado por agua liviana)	
Nro.	Número	
R_e	Número de Reynolds	
S_r	Número de Strouhal	$S_r = \frac{f D}{u}$
p.	Página	
pp.	Páginas	
PC	Personal Computer	
i.e.	Por ejemplo	
p_∞	Presión aguas arriba (en la entrada del Canal de prueba)	mbar
p_{in}	Presión antes del arreglo de barras	mbar
p_{out}	Presión después del arreglo de barras	mbar
ΔP	Presión diferencial	
$p_w(\theta)$	Presión en la pared de la barra en función del ángulo θ	mbar
PWR	Pressurized Water Reactor (Reactor de agua presurizada)	
r	Radio de la barra	

RTD	Resistance Temperature Detectors (Sensores de temperatura resistivos)	
SCH	Schedule	
seg	Segundo	
<i>sen</i>	Seno	
	Sensor de presión diferencial (número indica orden)	
S_{medida}	Señal adquirida por el sistema	
S_{real}	Señal real que ingresa al sistema	
S	Signal (Señal)	
sup	Superior	
temp.	Temperatura	
t	Tiempo	seg
THTR	Torium Hight Temperature Reactor (Reactor de alta temperatura con ciclo de Torio)	
	Transductor de presión (Jumo 4 AP – 30)	
	Tubo pitot (Preso ellipse model: AR)	
US-AEC	United States – Atomic Energy Commission	
u	Velocidad de la corriente incidente	m/seg
v_{∞}	Velocidad del fluido aguas arriba (en la entrada del Canal de prueba)	m/seg
v_w	Velocidad en la pared de la barra	m/seg
U_{∞}	Velocidad media en la entrada de la Sección de prueba	m/seg
Vol.	Volumen (De edición de una referencia)	

Glosario de símbolos y abreviaturas	1
Contenidos	5
Resumen.....	9
Abstract.....	11
Motivación de la investigación.....	13
Objetivos del trabajo	13
Contribuciones originales del trabajo.....	13
Capítulo I – Introducción.....	15
I.1 Teoría de capa límite.....	15
I.1.a Flujo externo.....	15
I.1.b Implicancias en el diseño de núcleos de reactores de gas	16
I.2 Estructura de la turbulencia en la capa limite	17
I.2.a Formación de vórtices	17
I.2.b Implicancia en las vibraciones	19
I.3 Flujo oblicuo	20
I.3.a Flujo oblicuo en una barra.....	21
I.3.b Flujo oblicuo a través de bancos de barras.....	21
I.4 Reactores de gas.....	22
I.5 Necesidades de estudio	23
Referencias del Capítulo I	25
Capítulo II – Estudio experimental.....	29
II.1 Determinación de parámetros iniciales.....	29
II.2 Estudio experimental preliminar de flujo oblicuo	30
II.3 Segundo dispositivo experimental	33
II.3.a Aparato experimental	35

II.3.b Método experimental	37
II.4 Resultados experimentales.....	40
II.4.a.1 Distribución de presiones en la pared de una barra.....	41
II.4.a.2 Desprendimiento de la capa límite	47
II.4.a.3 Aspectos estadísticos del desprendimiento de la capa límite.....	48
II.4.a.4 Dependencia empírica del C_D con respecto a α	50
II.4.b.1 Pérdida de carga total del sistema	50
II.4.b.2 Aspectos estadísticos de las mediciones de pérdidas de carga	53
II.5 Principio de independencia (comparaciones experimentales)	56
Referencias del Capítulo 2.....	61
Capítulo III – Análisis teórico.....	63
III.1 Flujo potencial	63
III.1.a Análisis por teoría no viscosa para el cálculo del C_D	63
III.1.b Análisis por correlaciones empíricas para el cálculo del C_p	65
III.1.c Análisis considerando la curvatura de las líneas de corriente (Velocidad constante en el gap).....	71
III.1.d Análisis considerando la curvatura de las líneas de corriente (Variación de velocidad en el gap)	75
III.1.e Análisis teórico extendido.....	79
III.2 Principio de independencia (comparaciones teóricas).....	83
Referencias del Capítulo 3.....	85
Conclusiones	87
Apéndices	91
Apéndice 1: Detalles de la historia de los reactores refrigerados por gas	93
Referencias del Apéndice 1	109
Apéndice 2: Propuesta de reactor compacto.....	113

Apéndice 3: Sistema de medición de caudal	117
Apéndice 4: Combustible	119
Apéndice 5: Primer experimento.....	121
Apéndice 6: Segundo experimento.....	133
Apéndice 7: Diagrama de conexiones de sensores de presión	145
Apéndice 8: Sistema de adquisición de datos.....	149
Apéndice 9: Calibración de los instrumentos de medición	153
Apéndice 10: Comparación de proyecciones de medición.....	159
Apéndice 11: Desprendimiento de la capa límite.....	163
Bibliografía recomendada.....	165
Publicaciones, disertaciones y participaciones en proyectos	167
Reconocimientos y felicitaciones.....	193

En el presente trabajo se realizaron los estudios relacionados con la fluidodinámica en arreglos de barras de un combustible de un reactor nuclear refrigerado a gas. Un concepto innovativo analizado fue el mecanismo de refrigeración conocido como “Flujo oblicuo”. Para ello se construyó un experimento donde se analizó el comportamiento de la mínima celda fluidodinámica formada por dos barras cilíndricas completas y dos medias barras sobre los laterales, en un canal rectangular.

El aparato experimental permitió evaluar las pérdidas de carga totales, la distribución de presiones en la superficie de una barra y aspectos relacionados con el desprendimiento de la capa límite. Eso se realizó para diferentes caudales máscicos e inclinaciones de las barras con respecto a la dirección del fluido incidente. Los resultados experimentales se compararon con correlaciones existentes en la bibliografía y con la teoría de flujo potencial, pudiendo desarrollar nuevos modelos analíticos alcanzando excelentes resultados.

Se observó experimentalmente que el Coeficiente adimensional de pérdida de carga en la superficie de la barra C_D , como el Coeficiente adimensional de pérdida de carga del subcanal fluidodinámico C_P presentan una fuerte dependencia con respecto al ángulo de ataque de las barras, no así con respecto a otro de los parámetros evaluados como el número de Reynolds. Para el caso de un arreglo de barras como el del presente trabajo, esta dependencia puede considerarse como una violación del llamado “Principio de independencia”^[30],

Los modelos desarrollados en el presente trabajo podrán ser tenidos en cuenta para el diseño fluidodinámico de un combustible de un reactor nuclear refrigerado a gas como el propuesto, como también para el dimensionamiento de los componentes que tengan relación directa con la pérdida de carga en el combustible.

Palabras claves: flujo oblicuo, arreglo de barras, pérdida de carga, distribución de presiones polares, violación del Principio de independencia.

This work studies the fluid dynamics in rod arrays of a gas cooled nuclear reactor. An innovative concept analyzed was the cooling mechanism known as "Yawed flow". For this purpose an experimental setup was built in which the minimum fluid dynamics cell consists of two full cylindrical bars and two half bars on the sides in a rectangular channel.

The experimental setup allowed to evaluate pressure drop coefficients, the distribution of pressures on the surface of a bar and aspects relating to the detachment of the boundary layer. This study was performed for different mass flow rates and for different bar inclinations with respect to the incident fluid. The experimental results were compared with existing correlations in the bibliography and Potential Flow Theory, which allowed us to develop new analytical models reaching excellent results.

When experimentally observed, that the dimensionless coefficient C_D presents a strong dependence on the angle of attack of bars, but not with other parameters assessed such as the Reynolds number. For the case of a bar array used in the present work, this dependence could be considered as a violation of the so-called "Independence principle"^[30].

The model developed in this work could be taken into account for nuclear gas cooled fuel fluid dynamics design such as the one proposed here and for the sizing of components that have direct relationship with the pressure drop in the fuel.

Keywords: yawed flow, bar array, drop pressure, polar pressure distribution, violation of the Independence principle.

Motivación de la investigación

La motivación que dio origen al presente trabajo surgió de la:

“Necesidad de contar con resultados empíricos y correlaciones analíticas que validen a los conceptos innovadores vigentes para el diseño de reactores compactos avanzados.”

Objetivos del trabajo

Los objetivos fijados al inicio del presente trabajo fueron:

- Estudiar experimental y analíticamente el concepto de refrigeración conocido como “Flujo Oblicuo”.
- Desarrollar modelos analíticos que representen los resultados obtenidos experimentalmente.
- Obtener herramientas de cálculo que predigan el comportamiento del flujo oblicuo, utilizándose para asistir en el diseño de reactores avanzados compactos de alta densidad de potencia.

Contribuciones originales del trabajo

El presente trabajo aporta significativamente las siguientes contribuciones originales para el diseño de reactores avanzados compactos de alta densidad de potencia:

- Entendimiento experimental detallado de la fluidodinámica del concepto de flujo oblicuo.
- Determinación de parámetros representativos a tener en cuenta para el análisis de este tipo de flujos.
- Obtención de correlaciones semiempíricas, en base a modelos teóricos, para la descripción del comportamiento del flujo oblicuo.
- Posibilidad de utilizar las herramientas obtenidas para el cálculo predictivo en el dimensionamiento de los principales componentes del reactor como ser el núcleo, los intercambiadores de calor y el conjunto turbina-compresor.

I.1 Teoría de capa límite

Dentro de un flujo, se conoce como “capa límite” a la zona donde el movimiento del mismo se ve perturbado por la presencia de un cuerpo sólido, haciendo que los efectos viscosos sean apreciables. Fuera de la misma el flujo puede ser tratado como no viscoso. Del mismo modo, el perfil de velocidades varía a lo largo de la trayectoria sobre el obstáculo desde el momento que se produce el contacto.

Esta capa límite, igual que el fluido que la rodea, puede ser laminar o turbulenta; aunque hay situaciones en que coexisten ambos estados en una zona conocida como “zona de transición”. La resistencia del obstáculo sólido depende fuertemente del desprendimiento de la capa límite en las cercanías de la pared: mientras más permanezca adherida la capa límite a las paredes menos fuerza de arrastre se genera, en el caso de flujo laminar. La capa límite va aumentando el espesor desde el punto de ataque en que el fluido encuentra el obstáculo y la longitud de la misma depende de la forma del cuerpo, generalmente extendiéndose aún ya habiendo sobrepasado la longitud del mismo (estela). Para analizar el movimiento en la capa viscosa cerca de las paredes, se lo hace mediante la utilización de lo que se conoce como “teoría de la capa límite”.

I.1.a Flujo externo

El flujo de fluido alrededor de cuerpos sumergidos se denomina flujo externo. Para números de Reynolds bajos, la capa límite viscosa en flujos externos es muy amplia y puede extenderse lejos aguas abajo. Para analizar el encuentro de las zonas viscosa y no viscosa hay que considerar que su interacción es fuerte y no lineal^[1]. Para poder estudiar los flujos con capas viscosas gruesas se utilizan técnicas experimentales y simulaciones numéricas.

Usualmente se considera al espesor de la capa límite como la zona en la que el perfil de velocidades dentro de ésta va desde $u = 0$ hasta $u = 0.99 u_{\infty}$, donde u es la velocidad dentro de la capa límite, y u_{∞} es la velocidad del fluido lejos del cuerpo^[2] donde se

considera al mismo como no viscoso. Dentro de la capa los gradientes de velocidades y los esfuerzos cortantes son grandes, fuera de ésta los gradientes de velocidades y los esfuerzos cortantes son despreciables.

En algunos casos la capa límite incrementa considerablemente su espesor aguas abajo de la dirección del fluido, produciendo a menudo recirculaciones. Esto causa una desaceleración de las partículas fluidas forzándolas hacia afuera, lo que produce que la capa límite se desprege de la pared, lo cual se conoce como separación de la capa límite. Este fenómeno está asociado típicamente a la formación de vórtices aguas abajo, con una gran disipación de energía dentro de la estela. Es muy común que esto ocurra ante la presencia de cuerpos con ángulos, detrás de los cuales se producen zonas donde se desacelera el fluido, generando gradiente de presión adverso considerable.

Análogamente a la capa límite hidrodinámica existe la capa límite térmica, la que se genera cuando hay diferencia de temperaturas entre el fluido y la superficie. Cuando se inicia el contacto el perfil de temperaturas en el fluido es uniforme, pero a medida que el fluido avanza sobre la pared del sólido la transferencia de calor genera gradientes dentro de la capa límite. Esta capa límite térmica tiene influencia en la transferencia de calor entre el fluido y la superficie y dependiendo de la relación entre la viscosidad y la conductividad térmica del fluido, ambas capas pueden diferir en longitud y espesor.

I.1.b Implicancias en el diseño de núcleos de reactores de gas

El núcleo de un reactor es uno de los componentes donde se produce la mayor pérdida de carga. Históricamente los reactores de gas han sido diseñados con lechos de bolas combustibles o con combustibles prismáticos. Estos diseños han tenido ciertas desventajas como la erosión de componentes y la influencia mecánica de las barras de control^[3]. Así también han sido propuestas recientemente el uso de barras combustibles clásicas con pastillas de uranio envainadas en arreglos anulares. Esto permitiría aprovechar la experiencia de los combustibles de reactores de agua. El presente trabajo se orienta al estudio de los aspectos fluidodinámicos de estas últimas propuestas.

La pérdida de carga y el desprendimiento de la capa límite en barras combustibles tienen influencia directa sobre el dimensionamiento de los componentes principales del reactor, como también sobre los mecanismos de transferencia térmica en el núcleo. Por ello, el estudio de los fenómenos de capa límite y fuerza de arrastre es importante para el diseño preliminar de configuraciones de barras innovativas en núcleos avanzados.

Uno de los objetivos buscados en los diseños avanzados de reactores es la compactidad, es decir integrar todos los componentes del reactor en dimensiones reducidas. Uno de los limitantes volumétricos es el tamaño de los compresores, que hacen las veces de bombas del primario y a su vez cierran el ciclo termodinámico elevando la presión. El volumen de los compresores está directamente influenciado por las pérdidas de carga en el núcleo, las cuales dependen del comportamiento del gas alrededor de las barras combustibles. Este comportamiento, junto con el comportamiento térmico, la interacción con la neutrónica, y el comportamiento mecánico, serán los que mayormente tienen incidencia en el dimensionamiento del resto de los componentes.

I.2 Estructura de la turbulencia en la capa límite

Como se mencionara antes, en la zona de la capa límite desprendida, aparecen vórtices cuyas características generales fueron ampliamente estudiadas en el pasado para un gran número de casos, especialmente relacionados con la industria aeronáutica. En los combustibles nucleares la turbulencia tiene especial importancia en dos aspectos: la transferencia térmica y la interacción fluido-estructura.

I.2.a Formación de vórtices

Una vez que el fluido pasa el obstáculo, en la zona desacelerada aparecen vórtices los cuales paulatinamente aumentan su tamaño. En cierto momento, éstos se desprenden y se mueven aguas abajo con el fluido. En la zona de producción de vórtices se genera una succión considerable, la que aumenta el arrastre del cuerpo.

Los vórtices aguas abajo se disponen alternativamente con circulaciones horarias, y anti horarias, con cierta regularidad en un patrón conocido como vórtices de Von Kármán. Este patrón puede extenderse por grandes distancias, y es un fenómeno que también se observa a grandes escalas, como son los fenómenos atmosféricos (Figura 1). Esta calle de vórtices se mueve a una velocidad que es menor que la del fluido en el frente del cuerpo.

Producida la separación, los vórtices tienen asociada una gran disipación de energía. Por esto resulta necesario minimizar este efecto en las aplicaciones. Una manera es disminuir la diferencia de velocidades entre el cuerpo y el fluido. En el caso que la velocidad del fluido está fija, se puede mover el cuerpo, pero esto es una complicación ordinariamente inviable. Para tratar de prevenir la generación de vórtices generados por un obstáculo cilíndrico, Prandtl^[4] propuso imponer una rotación constante del cilindro. Lamentablemente esta solución es impráctica en el caso de reactores nucleares, ya que produciría una dificultad constructiva considerable.

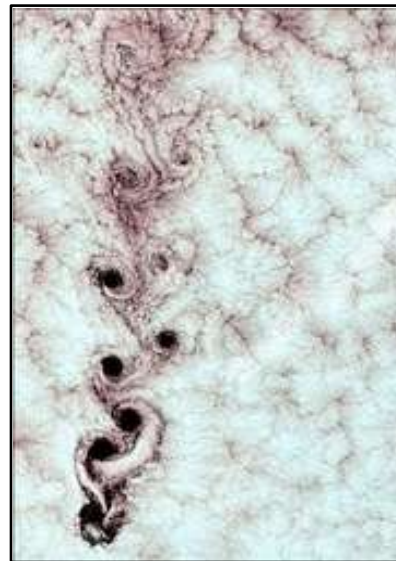


Figura 1: Fotografía publicada por Matthew Jeffryes de un fenómeno atmosférico. © 2008

Otra solución es la de generar una succión en la parte posterior del cuerpo, en las cercanías de capa límite, de tal manera de evitar el desprendimiento y la formación de vórtices. Una aplicación de esto se alcanza realizando orificios en la parte posterior del cuerpo y generando una succión hacia su interior. Esto se ha utilizado en alas de aviones para reducir el arrastre de las mismas. Del mismo modo que la solución anterior, en el caso de una barra combustible, sería una solución muy complicada de llevar a cabo.

Al descartar las propuestas anteriores la solución práctica que queda es utilizar perfiles más aerodinámicos para mejorar la adherencia de la capa límite. Si bien esta solución parecería fácil de implementar, debido a las exigencias constructivas de la industria nuclear, esto causaría un gasto muy elevado comparado con las soluciones tradicionales. Una manera de generar un perfil más aerodinámico, a partir de una barra cilíndrica

convencional, es inclinarla de tal modo que el fluido se encuentre con “elipses” en vez de círculos. Asimismo, al tener dos barras combustibles cercanas, el fluido, luego de pasar la mínima separación entre ambas, se encontraría con una tobera divergente, la que contribuiría a la recuperación de presiones pasado el obstáculo, en detrimento de la estabilidad de la capa límite sobre el cuerpo.

I.2.b Implicancia en las vibraciones

Si bien esta tesis no abordará el fenómeno de vibraciones mecánicas, es conveniente un breve comentario para tener un panorama general de los efectos asociados que presenta y su influencia en el diseño mecánico del combustible nuclear. El fenómeno de vibraciones inducidas por fluidos se encuentra asociado principalmente con la creación de vórtices, las inestabilidades fluidoelásticas, las vibraciones acústicas y las vibraciones producto de flujo turbulento. A medida que la velocidad del fluido incidente aumenta, las fuerzas alternadas y la frecuencia de la generación de vórtices, también lo hacen. Para poder evaluar este fenómeno se define un número adimensional llamado Strouhal, $S_r = \frac{f D}{u}$, donde f es la frecuencia de generación de vórtices, D la longitud característica en este caso es el diámetro externo del cilindro y u es la velocidad del fluido incidente. Para cilindros aislados el S_r alcanza un valor constante de 0.2 y la generación de vórtices ocurre en un rango de $100 < R_e < 5 \cdot 10^5$ y para $R_e > 2 \cdot 10^6$.

En arreglo de barras el número de Strouhal varía dependiendo del tipo de arreglo y de la separación entre los cilindros. La generación de vórtices puede excitar algún modo vibracional de las barras y acoplarse a ésta, aún cuando la velocidad del fluido aumente. Se han realizado experiencias para obtener el S_r en diferentes geometrías y tipos de arreglos, donde se puede observar que el mismo es ampliamente influenciado por la disposición de los tubos^[6].

En el caso en que el flujo incidente sea extremadamente turbulento, se producen movimientos orbitales de las barras. Estos movimientos se producen cuando el fluido atraviesa las mismas causando una combinación del lift y del drag con frecuencia próxima a las frecuencias naturales de los tubos. Experiencias con aire^[7] permitieron desarrollar

métodos para predecir la velocidad crítica en flujo cruzado (barras formando 90° con respecto a la dirección del fluido).

Otro efecto capaz de producir vibraciones es la formación de recirculaciones en flujo paralelo. Este efecto produce vibraciones a lo largo del tubo o en el sentido del fluido. Típicamente en los reactores nucleares refrigerados por agua esto sucede en combustibles muy largos sometidos a grandes velocidades. Estudios experimentales^[8] permiten predecir el inicio de la frecuencia de formación de remolinos a lo largo de un tubo, pudiendo estos producir vibraciones del conjunto en las frecuencias naturales.

Para el caso de gases o vapor, un efecto relevante es el conocido como vibración acústica. Este tipo de vibración posee una frecuencia característica y depende de algunas longitudes características del conjunto, como el diámetro de la carcasa del intercambiador. La vibración acústica se torna destructiva cuando entra en resonancia con alguno de los componentes de la estructura.

I.3 Flujo oblicuo

En el presente trabajo el punto de interés es el relacionado con combustibles de reactores refrigerados a gas, específicamente aquellos con vainas cilíndricas. Teniendo en cuenta que una de las soluciones a los problemas de las vibraciones y del desprendimiento de la capa límite puede ser inclinar las barras con respecto al fluido, se puede considerar como una innovación para un reactor refrigerado a gas el refrigerar las barras combustibles mediante un “*flujo oblicuo*”, es decir, una posición intermedia entre flujo axial y transversal. Esto permitiría una mejor homogeneización de las condiciones térmicas en toda la barra, a la vez que se mantendría un equilibrio razonable entre la pérdida de carga y un diseño mecánico sencillo. Por este motivo se propuso en la presente tesis estudiar experimentalmente el comportamiento de flujos oblicuo de gas en arreglos anulares de barras.

I.3.a Flujo oblicuo en una barra

En el pasado se han llevado a cabo varios estudios experimentales y numéricos del comportamiento tridimensional de flujos transversales a obstáculos cilíndricos. Esto se ha investigado^{[9][10][11]} analizando la transición tridimensional, encontrándose que la turbulencia en la estela se inicia debido a las inestabilidades próximas a la región de desprendimiento de vórtices. De acuerdo a resultados experimentales^[12] para regímenes subcríticos $300 < Re < 3 \cdot 10^5$, se muestra que los coeficientes de Lift y Drag y la frecuencia de desprendimiento de vórtices no son sensibles al Re . Otras experiencias^{[13][14]} muestran que los coeficientes de lift y drag al ser normalizados con una componente de velocidad normal a la superficie de la barra, son independientes del ángulo de inclinación. Esto es conocido como el “*principio de independencia*” en la literatura.

I.3.b Flujo oblicuo a través de bancos de barras

El flujo oblicuo transversal a cilindros también tiene aplicaciones en flujos de aire sobre cables, tuberías subacuáticas, intercambiadores de calor, etc. En el caso particular de fluidos que atraviesan grupos de cilindros, la configuración geométrica tiene influencia sobre la capa límite, recirculaciones y generación de vórtices. Existen estudios de bancos de dos barras^{[15][16][17]}, pero no se encuentran datos exhaustivos de la influencia de la separación entre barras y el ángulo de inclinación del flujo.

En estudios recientes^[18] se estudió el parámetro $\frac{T}{d}$, donde T es la separación de las barras y d es el diámetro. Mediante este parámetro se han identificado tres regímenes de flujo que poseen características distintivas en lo referente a la generación de vórtices, formas y frecuencias de los mismos. Para el presente trabajo se tiene que $\frac{T}{d} = 0.18$ correspondiendo a un régimen de “un cuerpo como simple” con $\frac{T}{d} < 0.2 - 0.3$, donde dos cilindros se comportan como un solo cuerpo como, generando una fila de vórtices^[19]. En general se determinó que para $\frac{T}{d} < 0.5$ se observa una estela sola, lo que correspondería a un cuerpo como y se atribuye este comportamiento al efecto Coandă^[20] ya que las dimensiones de la barra con respecto a la separación son mayores, haciendo que el fluido permanezca por mayor tiempo adherido a una superficie cilíndrica que a otra superficie

donde se manifiesta una separación simétrica^{[21][22]}. Recientemente se demostró^[23] que para dos cilindros cuya línea que une sus centros es normal a la dirección al fluido y que se encuentran próximos, se produce una intermitencia entre una separación simple y una separación doble y simétrica.

I.4 Reactores de gas

A continuación se hará mención a una breve reseña de la evolución de los reactores refrigerados por gas. Para mayores detalles ver el Apéndice 1.

La historia de los reactores refrigerados por gas se remonta a la producción de plutonio. Los primeros eran reactores de uranio natural moderados con grafito. En Inglaterra es el primer lugar en donde se comenzó a planificar la utilización de reactores de gas para la producción de energía eléctrica en forma comercial. Para esto era necesaria la utilización de uranio enriquecido o el agua pesada, que no estaban disponibles para el país en ese momento. Debido a que para la producción eléctrica era necesario alcanzar mayores temperaturas de salida del núcleo, y como el aire como refrigerante no podía utilizarse (por producir reacciones químicas con el grafito), se decidió elegir el CO₂ como refrigerante. Nacieron entonces, los AGR (Advanced Gas-cooled Reactors), que utilizaban uranio natural como combustible, y grafito como moderador. Sin embargo las barras combustibles eran considerablemente largas con respecto a sus predecesoras de 1 m. Estos nuevos reactores contaban con barras combustibles de 20 mm de diámetro externo, con materiales como el magnesio y aleaciones de magnesio para las vainas. A este nuevo tipo de reactores se los llamó MAGNOX (por el material de las vainas).

La nueva etapa en el diseño de reactores fue cuando se cambió el CO₂ por Helio como refrigerante. Otra innovación fue la de utilizar como combustible a pequeñas esferas (del orden de 0.5 mm de diámetro externo) de uranio, recubiertas con una densa capa de carbón pirolítico. Esta capa servía para contener los gases de fisión y brindar el resto de las funciones de las vainas metálicas. De esta manera se alcanzaba una temperatura de salida del núcleo superior a los 750 °C. A estos reactores se los llamó HTR (High Temperature Reactor), o HTGR (High Temperature Gas-cooled Reactor).

Todos estos reactores refrigerados por gas, contaban con dimensiones y eficiencias que fueron mejoradas (desde el punto de vista económico) por los reactores refrigerados por agua. De todos modos influyeron más la situación política del momento y los intereses de los responsables de los proyectos, para que al final se terminaran imponiendo los reactores refrigerados con agua. Hoy en día, sin embargo, el desarrollo de nuevos materiales que permiten alcanzar mayores temperaturas, sumado a la vasta experiencia en los diferentes tipos de reactores que operaron, es viable pensar en reactores refrigerados por gas, y de hecho este concepto forma parte de la iniciativa Generation IV de la cual participa la Argentina.

Con la inclusión de conceptos innovadores en el diseño, sumado a la utilización de criterios como la compacticidad, transportabilidad y la sencillez, se pueden alcanzar reactores refrigerados a gas económicamente viables. Para ello se deben optimizar aspectos de los ciclos termodinámicos y de comportamientos fluidodinámicos, de manera tal de lograr una ventaja significativa sobre los competidores existentes.

I.5 Necesidades de estudio

Para poder pasar a una etapa de diseño de detalle de un reactor compacto de gas, es necesario comenzar a establecer criterios de diseño fijos, sobre los que se puedan estructurar el resto de los cálculos. En esta línea, una de las necesidades es poder determinar cuál será el mecanismo de refrigeración que gobierne el núcleo del reactor.

Por lo explicado anteriormente, y siendo el mecanismo de refrigeración un aspecto crítico en el dimensionamiento de todo reactor compacto de gas, resultan necesarios los estudios experimentales y teóricos de la innovación propuesta como “flujo oblicuo”, para comprender en detalle la fenomenología fluidodinámica, el comportamiento en general y evaluar su utilización en el reactor.

Para ello en esta tesis se desarrollaron los estudios experimentales necesarios en laboratorios del Centro Atómico Bariloche, con instrumental estándar y dispositivos

específicos. Simultáneamente, se generaron herramientas de cálculo que permitieron validar las teorías existentes, o modificarlas, obteniendo correlaciones para su posterior aplicación en el diseño de detalle.

- [1] *Boundary layer theory 6ta Ed.*, H. Schlichting, McGraw Hill, New York, (1974).
- [2] *Fundamentos de transferencia de calor 4ta Ed.*, F. Incropera, D. De Witt, Perason Prentice Hill, Méjico, (1999).
- [3] *HTGR fuel and fuel elements*, A. S. Chernikov, Pergamon press, Energy Vol 16 – Nro. 1 / 2, pp. 263 – 274, (1991).
- [4] *Hydro and aerodynamics Vol. II*, Tablas 7, 8 y 9, Prandtl – Tietjens, Berlin, 1929.
- [5] *Heat exchanger design handbook*, Vol. 4 (Mechanical design of heat exchangers), Hemisphere publishing corporation, London, (1983).
- [6] *Flow-induced vibration and noise in tube-bank heat exchangers due to von Karman Streets*, Y. Chen, J. Eng. Ind, Vol. 90, pp. 134-146, (1968).
- [7] *Fluidelastics vibration of heat exchanger tube arrays*, H. Connors, J. Mech. Design, Vol. 100, N° 2, pp. 347-353, (1978).
- [8] *Flow – induced vibrations in tube bundle heat exchangers with cross and parallel flow*, Y. Chen y M. Weber, Flow induced vibration in heat exchangers, Ed. D. D. Reiff, Vol. 6, pp. 55-77, ASME, N.Y., (1970).
- [9] *The existence of 2 stages in the transition to three-dimensionality of cylinder wake*, C. H. K. Williamson, Physics of fluids 31, pp. 3165-3168, (1988).
- [10] *The formation of spot-like Λ -structures caused by vortex dislocations in a wake*, C. H. K. Williamson, Proceedings of the 8th Symposium on turbulent shear flows, Munich, Germany, (1991).
- [11] *The natural and forced formation of spot-like vortex dislocations in the transition of a wake*, C. H. K. Williamson, Journal of fluid mechanics, pp. 243, 393-441, (1992).

- [12] *On the force fluctuations acting on a circular cylinder in cross-flow from subcritical up to transcritical Reynolds numbers*, G. Schewe, Journal of fluid mechanics 133, pp. 265-285, (1983).
- [13] *Forces on pipelines in oblique attack: steady current and waves*, A. Kozakiewics, A. Fredsoe, J. Sumer, Proceedings of the 5th International offshore and polar engineering conference, Vol. 2, pp. 174-183, The Hague, Yhe Netherlands, (1995).
- [14] *Wake flow of single and multiple yawed cylinders*, A. Thakur, X. Liu, J.S. Marshall, ASME Journal of fluid engineering 126, pp. 861-870, (2004).
- [15] *Free vibrations of two side-by-side cylinders in a cross-flow*, Y. Zhou, Z. J. Wang, S. J. Xu, W. Jin, Journal of fluid mechanics 443, pp. 197-229, (2001).
- [16] *Aerodynamic characteristics of two side-by-side circular cylinders and applications of wavelet analysis on the switching phenomenon*, M. M. Alam, M. Moriya, H. Sakamoto, Journal of fluids and structures 18, pp. 325-346, (2003).
- [17] *Numerical simulation of turbulent wake flows behind two side-by-side circular cylinders*, L. Chen, J. Y. Tu, G. H. Yeoh, Journal of fluid and structures 18, pp. 387-403, (2003).
- [18] *Flow around two side-by-side closely spaced circular cylinders*, Md. M. alam, y. Zhou, Journal of fluids and structures 23, pp. 799-805, (2007).
- [19] *Vortex frequency and flow pattern in the wake of two parallel cylinders at varied spacing normal to an air stream*, H. M. Spivack, Journal of aeronautical sciences 13, pp. 289-301, (1946).
- [20] El “Efecto Coandă” fue descubierto en 1910 por el ingeniero aeronáutico rumano Henri Coandă (1885-1972) y notó que un fluido tiende a seguir el contorno de la superficie sobre la que incide, si la curvatura de la misma, o el ángulo de incidencia del fluido con la superficie, no son demasiado acentuados.

- [21] *Characteristics of flow over two circular cylinder in a side-by-side arrangement at low Reynolds numbers*, S. Kang, Physics of fluids 15, pp. 2486-2498, (2003).
- [22] *Experimental study of structure of gas flow in tube banks axes normal to flow*, S. Ishigai, E. Nisshikawa, E. Nishimura, K. Cho, Bulletin of the Japan society of mechanical engineers 15, pp. 949-956, (1972).
- [23] *Determination of flow configurations and fluid forces acting on two staggered circular cylinders of equal diameter in cross-flow*, M. M. Alam, H. Sakamoto, Y. Zhou, Journal of fluids and structures 21, pp. 363-394, (2005).

En la literatura se encuentran muy pocos estudios experimentales, y casi ningún modelo teórico que aporte conocimiento sobre el comportamiento de un fluido enfrentado un arreglo de barras en posición oblicua, por lo que surge la necesidad de comprender y modelar el comportamiento del fluido dentro del combustible en esas condiciones^[24]. Por lo tanto, el estudio de la fluidodinámica de configuraciones oblicuas es un tema relevante y es conveniente que estén fundamentados en teorías existentes^[25]. Si los modelos teóricos no son suficientes, deben profundizarse, y los resultados deben validarse con datos experimentales confiables.

El estudio comprende el diseño, la construcción, el montaje y la operación de dos aparatos experimentales, de los que se dan las particularidades y condiciones de medición en cada caso.

II.1 Determinación de parámetros iniciales

Para el desarrollo de los estudios experimentales fue necesario definir los parámetros y elementos de interés a estudiar. Para ello se tomó como referencia el diseño del elemento combustible del reactor descrito en el Apéndice 2. Los principales elementos que se identificaron en una primera aproximación fueron:

- Mínimo subcanal fluidodinámico representativo del combustible: este es un criterio usual en ingeniería nuclear, que permite realizar ensayos más sencillos y a la vez más generales como para determinar factores de escala para la estimación del comportamiento del fluido en núcleos reales. Eventualmente, estos datos fluidodinámicos deberían acoplarse con los cálculos neutrónicos, para el análisis completo del combustible.
- Pérdida de carga: el conocimiento de la pérdida de carga estará directamente relacionada con la potencia requerida por los compresores para producir la circulación del fluido refrigerante a través del núcleo. Esta potencia influye en

el volumen de los mismos, aspecto que toma relevancia en el layout final del reactor; máxime si el objetivo es diseñar un reactor compacto.

- Ángulo de ataque del fluido con respecto a las barras: la pérdida de carga y la homogenización térmica del flujo compiten entre sí (*i.e.* a mayor inclinación mayor homogeneización térmica pero mayor pérdida de carga). Es razonable pensar entonces que en general habrá un ángulo de inclinación óptimo, el cual en particular dependerá del conjunto específico (núcleo y sistema primario). Una restricción sobre este parámetro es la factibilidad mecánica de construcción, no sólo del ensayo experimental o prototipo, sino también de la fabricación en serie o industrial.

Con el fin de determinar un rango representativo de estos parámetros, se diseñó un primer dispositivo experimental para realizar una exploración preliminar de la relación funcional entre la pérdida de carga y el ángulo de ataque.

II.2 Estudio experimental preliminar de flujo oblicuo

La Figura 2 muestra el esquema del primer dispositivo experimental. Se utilizó aire de la atmósfera como gas de proceso, el cual se introduce al sistema mediante un compresor axial multietapa, al que se le acopló un sistema de medición de caudal diseñado específicamente (Apéndice 3- Figura 67). La facilidad está compuesta de tres secciones: 1) Sección de entrada I, 2) Sección de prueba I y 3) Sección de salida I. La Sección de entrada I (Apéndice 5 – Figura 69 y Figura 70) fue construida en un material resistente a altas temperaturas. Posee una rugosidad media de 80 micrones.

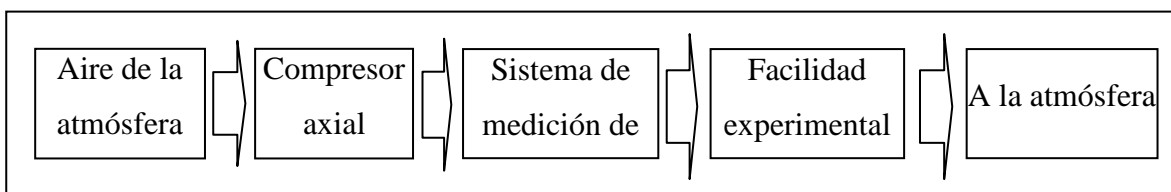


Figura 2: Esquema general de la 1ra facilidad experimental.

La Sección de prueba I (Apéndice 5 – Figura 71 y Figura 72) simula la primera aproximación del mínimo subconjunto representativo (Figura 3) de un elemento combustible. Esta sección fue construida en acrílico transparente de 5 mm de espesor. En su interior se alojan dos tubos de bronce (OD 16 mm) que simulan barras combustibles, geoméricamente similares a los utilizados en los reactores refrigerados a gas con combustible UO_2 y vaina metálica. La sección de pasaje del aire es cuadrada y uniforme en toda la longitud. Mediante la utilización de acrílico como material exterior y de trazadores, se pudo visualizar el comportamiento del fluido dentro del canal.

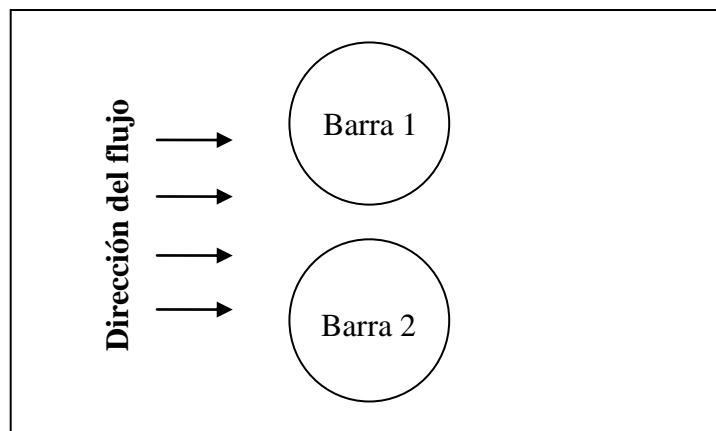


Figura 3: Mínimo subconjunto fluidodinámico para el primer experimento.

La Sección de salida I también se construyó en acrílico transparente de 5 mm de espesor (Apéndice 5 – Figura 73 y Figura 74). La finalidad de esta sección es permitir el desarrollo del fluido luego de la expansión brusca a la salida de la segunda sección.

El gas de proceso ingresa por la parte superior de las barras y sale de la Sección de prueba I por debajo, cruzándolas en una dirección oblicua (Figura 4). Esto fuerza a que se produzca el comportamiento del flujo oblicuo.

Para evaluar el comportamiento del fluido en este primer experimento se realizaron mediciones de presión y temperatura en varias posiciones de todas las secciones (Figura 5). La presión se midió en las posiciones 1 a 7. La diferencia de presión entre los diferentes puntos de la sección de prueba se midió usando una DP Cell Rosemount. En la posición 8 se midió temperatura.

Para realizar las mediciones, se fijó un caudal con el compresor y se esperó hasta alcanzar un estacionario de temperatura. Una vez alcanzado el estacionario se tomó diferencias de presiones entre pares de posiciones de medición. Luego se varió el caudal, esperando siempre el estado estacionario de temperatura antes de repetir el procedimiento de medición.

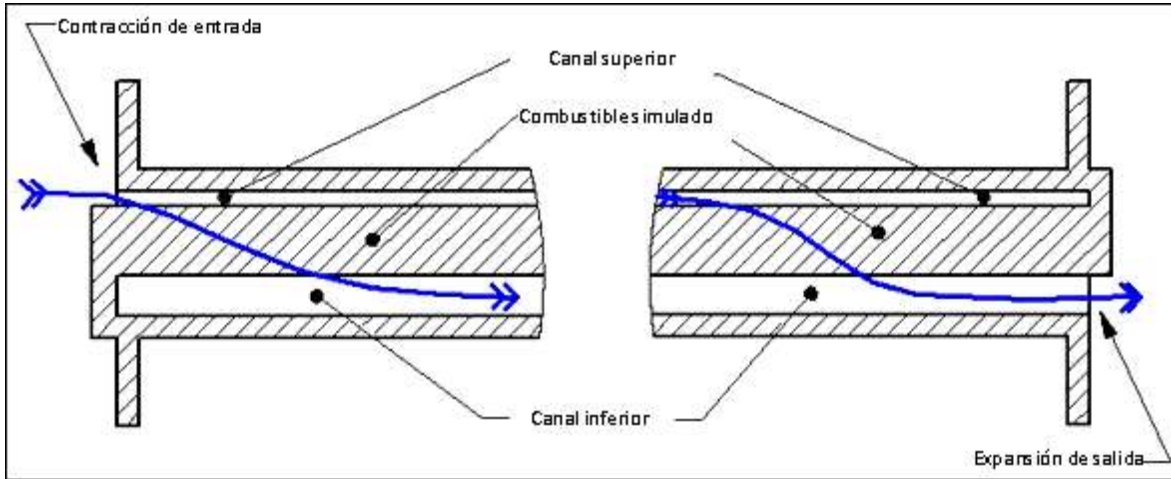


Figura 4: Obstrucciones de entrada y salida para forzar a que se produzca el flujo oblicuo.

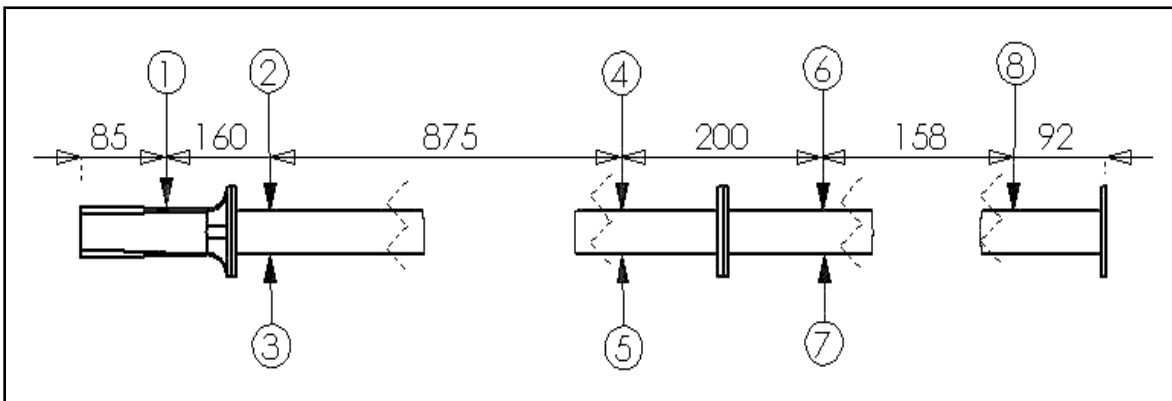


Figura 5: Posiciones de medición en el primer experimento.

Con este experimento se encontró que las mayores pérdidas de carga se concentraban en las contracciones de entrada y de salida a la Sección de prueba I. Una vez que el gas atravesaba las mismas se generaban vórtices que producían inestabilidades en las mediciones. Estas contracciones fueron propuestas, en el diseño inicial de los elementos combustibles, para forzar al fluido a atravesar a las barras con un cierto ángulo. El

experimento permitió corroborar que las inestabilidades producidas por el cambio brusco de sección producen una pérdida de carga no deseada y una no homogeneidad fluidodinámica en el fluido.

Otro aspecto observado fue la no uniformidad del ángulo que formaba la dirección de las líneas de corriente con respecto a las barras a lo largo de las mismas. Por medio del uso de trazadores, se observó que los ángulos variaban desde los 40° hasta los 80° , correspondiendo estos últimos a los extremos donde se producían los vórtices debido a las contracciones.

También la utilización de trazadores permitió observar que el arreglo geométrico de este primer experimento (dos barras en un canal de sección cuadrada), provocaba que el aire pasase principalmente entre las dos barras y que se produjesen vórtices en los ángulos del canal que interferían en las mediciones.

En base a los resultados obtenidos en este experimento se establecieron las condiciones de diseño necesarias para la construcción de un segundo dispositivo experimental donde se pudiese estudiar aisladamente los diferentes mecanismos físicos involucrados.

II.3 Segundo dispositivo experimental

Los parámetros principales necesarios para un experimento representativo y escalable a un núcleo compacto (deducidos en el primer experimento) son los siguientes:

- **Mínimo subcanal:** debe evitarse que el fluido encuentre áreas de pasaje asimétricas (con diferentes curvaturas a sus lados), por lo tanto dos barras no son suficientes. Se propuso entonces un subcanal con dos barras completas, y dos medias barras sobre las paredes (Figura 6).
- **Elementos combustibles simulados:** se propuso utilizar directamente vainas de barras combustibles de reactores en funcionamiento.

- Pérdida de carga: para evitar la generación de vórtices en las contracciones de entrada y de salida, se propuso una configuración geométrica en la que el fluido ingrese sin obstrucciones a la sección de pruebas.

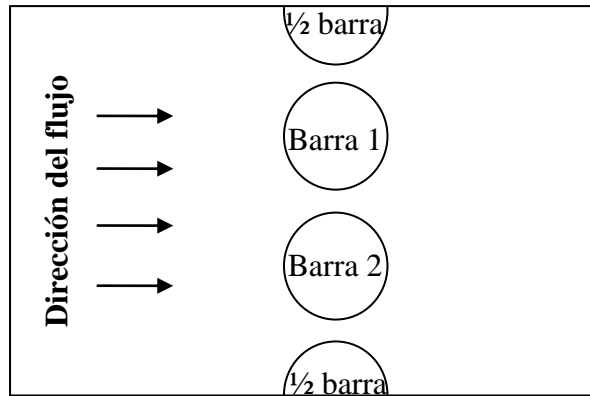


Figura 6: Mínimo subconjunto fluidodinámico para la segundo dispositivo experimental.

- Angulo de ataque del fluido con respecto a las barras: el dispositivo experimental debería permitir variar el ángulo que forma la dirección de la corriente con respecto a las barras. Este ángulo debe poder variar entre 30° y 90° a fin de representar el efecto del flujo oblicuo.
- Comprobaciones del perfil de presiones del fluido dentro del canal: debido a las dificultades del primer experimento para medir el perfil de presiones durante las mediciones, se propuso que el nuevo dispositivo cuente con un sistema de válvulas y sensores de presión diferencial que agilice y automatice el proceso de medición, de manera tal de observar que el perfil sea plano.
- Distribución de presiones en la superficie de la barra: un fenómeno que no se pudo investigar en el primer experimento fue el desprendimiento de la capa límite alrededor de cada barra. Se propuso una técnica para estudiar la dependencia del desprendimiento de la capa límite con respecto al ángulo de ataque y su relación con la pérdida de carga.

Con estas condiciones de diseño se procedió a la construcción y montaje de un segundo dispositivo experimental. Este segundo experimento experimental mejoró las condiciones de medición, permitió eliminar las inestabilidades inducidas por la geometría y se disminuyó el tiempo total de medición mediante la automatización de la configuración experimental, pudiéndose estudiar el comportamiento del sistema ante la variación de un mayor número de parámetros.

II.3.a Aparato experimental

La Figura 7 muestra un esquema del segundo dispositivo experimental. Un elemento importante que se incluyó es un reservorio de 2 m³ entre el compresor y el sistema de medición de caudal, que amortigua las oscilaciones inducidas por aquel.

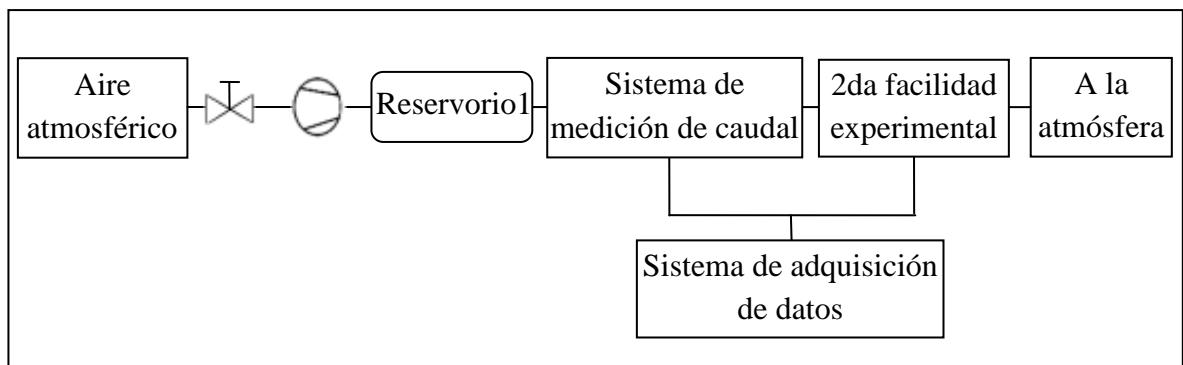


Figura 7: Esquema general del segundo dispositivo experimental.

La medición de caudal (Apéndice 3 – Figura 67) se realizó utilizando un tubo pitot elíptico (Preso Ellipse), ubicado en un tubo de acero inoxidable SCH 30 2”, de 1,35 m de longitud. Se aseguró que el fluido se encontrara desarrollado hasta el punto de medición siguiendo las especificaciones del fabricante. El tubo pitot se conectó a una DP Cell Honeywell ST 300, y una RTD (PT100) para la medición de temperatura.

La Sección de entrada II (Apéndice 6 – Figura 75 y Figura 76) consiste en un canal rectangular donde se intercalaron tres mallas metálicas (en el sentido de la corriente: paso 60, paso 30 y paso 15) para homogenizar el flujo de entrada a la Sección de prueba II. Fue construido en fibra de madera de media densidad (Medium Density Fiberboard - MDF), pulido y laqueado para disminuir la fricción.

La Sección de prueba II (Apéndice 6 - Figura 77 y Figura 78) consiste en un canal rectangular en el cual se encuentra un conjunto de dos barras cilíndricas de Zircaloy-4 (OD 10.86 mm) en el centro, y dos medias barras sobre la pared lateral del canal. El material de construcción de las paredes es acrílico de 10 mm. El conjunto de barras puede variar su inclinación entre 30° y 90°. En esta sección se dispusieron 8 puntos de medición de presión (cuatro, una por cada cara del canal, antes de las barras, y las restantes cuatro después de las barras). Para realizar la comprobación del perfil de presiones se instalaron dos sistemas de presión independientes, vinculados por un arreglo de electroválvulas. El esquema de conexiones se muestra en: Apéndice 7 – Figura 81 y Figura 82.

La sección de salida II (Apéndice 6 - Figura 79 y Figura 80) consiste en un canal rectangular construido en madera pulida y laqueada para disminuir la fricción. Tiene instalado un sensor de temperatura (RTD – PT100) para medir la temperatura de salida del fluido.

En una de las barras centrales se le realizó una perforación de 0.5 mm^[26] de diámetro, la cual puede girar alrededor del eje longitudinal de la barra describiendo el ángulo θ de la Figura 8. Para medir la diferencia de presión entre esta toma y la entrada de la sección de prueba II se usó una DP Cell Honeywell ST 300 (para $\Delta P > 60 \text{ mbar}$) y una DP Cell Siemens Sitrans PDS-III (para $\Delta P \leq 60 \text{ mbar}$). El diagrama de conexiones se presenta en el Apéndice 7 – Figura 83.

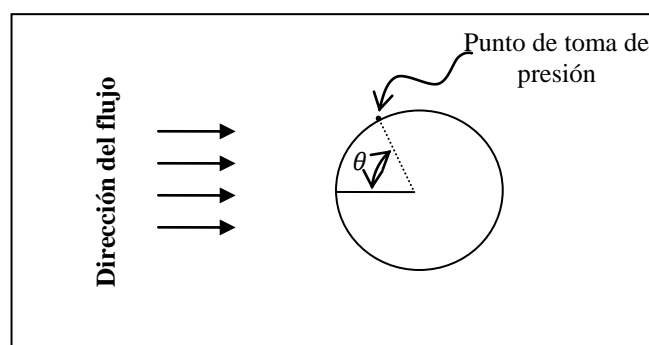


Figura 8: Determinación del ángulo θ .

El sistema de adquisición de datos (Apéndice 8 – Figura 85) se formó con los siguientes componentes: una PC industrial, una placa de adquisición de datos Advantech

PCI 818L, dos fuentes reguladas de tensión (para la alimentación de sensores y válvulas), un tablero de llaves para el comando de electroválvulas, una bornera de conexión para canales de adquisición (Apéndice 8- Figura 86 y Figura 87) y bornera para alimentación de electroválvulas (Apéndice 8 – Figura 88).

II.3.b Método experimental

La calibración de los instrumentos utilizados se realizó por comparación con calibradores (Fluke 717 30G para los de presión, y Techne – Tecal 650s para las RTD). Para ambos casos se aplicó una variable de referencia (presión o temperatura), y se obtuvo una respuesta del instrumento mediante el sistema de adquisición. A esta respuesta se le ajustó una función lineal que se introduce en el canal de adquisición correspondiente. Las funciones de calibración se presentan en el Apéndice 9 – Figura 89 a la Figura 99.

El gas de proceso es aire proveniente de la atmosfera impulsado por un compresor axial. Durante las mediciones se controlaron la temperatura y presión de la atmósfera antes del ingreso al sistema. Esto permite predecir el comportamiento del compresor, evitar recalentamientos, y verificar las condiciones de ingreso al Sistema de medición de caudal.

Se observó que la regulación del caudal mediante la restricción posterior al compresor no era efectiva, debido a que el caudal oscilaba impidiendo una medición estable aguas abajo. Este comportamiento en el compresor es conocido como “surge”, pudiendo causar la destrucción del mismo^[27]. Para evitar esto, se controló el caudal mediante una válvula manual que restringía la entrada de aire al compresor, manteniendo en todo momento constantes las rpm del mismo.

Todas las mediciones fueron realizadas para diferentes caudales máscicos (20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90, 100, 110 y 120 kg/s $\times 10^{-3}$), y verificadas en su repetitividad para diferentes condiciones ambientales. Esto se efectuó para descartar que las variaciones de las condiciones atmosféricas influyeran en las mediciones introduciendo errores. Estas mediciones se realizaron luego de haber alcanzado el estado estacionario de temperatura al ingreso al canal de prueba (considerando estado estacionario a una variación de temperatura menor a 1 °C/h). Durante las mediciones se monitoreó el caudal

permanentemente con un anemómetro de hilo caliente comercial (Testo 405) ubicado al final de la Sección de salida II.

Algunas de las figuras y los resultados se presentan en función de los caudales máxicos medidos en el experimento, habiendo sido ésta la variable de control durante las mediciones. Para el experimento desarrollado se tiene que $\dot{m} = \dot{m}_0 R_{e(D_h)}$, donde $\dot{m}_0 = \frac{A_\infty \bar{\mu}}{2 \varepsilon} = 1.97 \cdot 10^{-5} \left[\frac{kg}{s} \right]$, (A_∞ es el área transversal del Canal de prueba II, $\bar{\mu}$ es la viscosidad media entre $0.02 \frac{kg}{s}$ y $0.12 \frac{kg}{s}$, y ε es la separación entre barras) obteniéndose las correspondencias entre caudales máxicos, velocidades de ingreso al experimento y el número de R_e (Tabla 1). Cabe destacar que en el $R_{e(D_h)}$ según la definición utilizada para el análisis teórico del Capítulo III en la ec. (47), la velocidad considerada es la que se tiene al ingreso de la Sección de prueba II. De considerarse la velocidad local entre las barras, el $R_{e(D_h)}$ es significativamente mayor.

$\dot{m} \left[\frac{kg}{s} \right] \times 10^{-3}$	$V_{in} \left[\frac{m}{s} \right]$	$\sigma_{V_{in}} \pm$	$R_{e(D_h)}$
20	5.4	0.27	$1.02 \cdot 10^3$
30	8.0	0.4	$1.53 \cdot 10^3$
40	10.7	0.535	$2.03 \cdot 10^3$
45	12.1	0.605	$2.29 \cdot 10^3$
50	13.4	0.67	$2.54 \cdot 10^3$
60	16.0	0.8	$3.05 \cdot 10^3$
70	18.7	0.935	$3.56 \cdot 10^3$
80	21.2	1.06	$4.07 \cdot 10^3$
90	23.6	1.18	$4.58 \cdot 10^3$
95	24.8	1.24	$4.83 \cdot 10^3$
100	26.1	1.305	$5.08 \cdot 10^3$
110	28.5	1.425	$5.59 \cdot 10^3$
120	30.8	1.54	$6.10 \cdot 10^3$

Tabla 1: Correspondencias entre \dot{m} , V_{in} y $R_{e(D_h)}$ del segundo experimento.

El grado de incompresibilidad del flujo puede evaluarse mediante el número de Mach como $Ma = \frac{V}{a}$, donde V es la velocidad del flujo y a es la velocidad del sonido en el fluido. En el canal antes de las barras se tiene $0.01 \leq Ma \leq 0.07$ y entre las barras se tiene

$0.1 \leq Ma \leq 0.42$ para la evaluación de los coeficientes y de los modelos teóricos desarrollados en el capítulo siguiente.

Se realizaron dos etapas de medición. La primera corresponde a las pérdidas totales de presión debido al pasaje del gas a través del arreglo de barras en función del ángulo de inclinación α . La segunda corresponde a las mediciones de distribución de presiones en la superficie de la barras para $0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$. Estas últimas mediciones se repitieron para $0^\circ \leq \alpha \leq 30^\circ$. Durante las mediciones se comprobó la simetría de los resultados para $180^\circ \leq \theta \leq 360^\circ$, por lo que los resultados se presentarán para $0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$ en los intervalos que se muestran en la Figura 9.

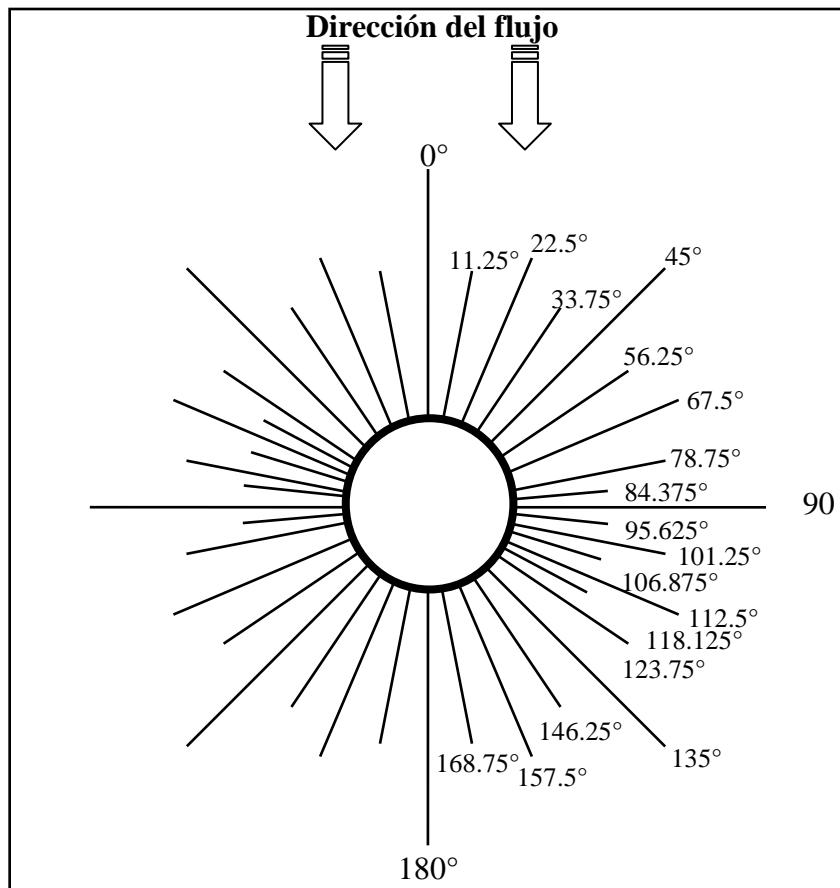


Figura 9: Posiciones de medición para medición de p en función de θ .

La uniformidad del perfil del fluido en la Sección de entrada II fue controlada mediante mediciones de velocidades con un anemómetro de hilo caliente. En la Sección de Prueba II, la verificación del perfil se realizó mediante la medición de presiones en las paredes del

canal. Para esto se utilizaron los mismos instrumentos de medición de presión pero conmutándose las electroválvulas según las necesidades de los estados de las mismas, para comprobar que en ambos planos las presiones fueran las mismas (Apéndice 7 - Figura 84).

Una vez finalizada cada etapa de medición, se comprobaba el estado de calibración de los diferentes instrumentos de medición de presión. A los sensores diferenciales se les conectaba la rama de baja presión a la atmósfera y la rama de alta presión a un pulso de presión contrastado con un calibrador (Fluke 717 30G). A los sensores de presión absoluta se los conectaba con la rama de alta presión. Las lecturas de los instrumentos en el sistema de adquisición eran comparadas con la del calibrador. En caso de existir diferencias mayores al 1%, se recalibraba el instrumento y se repetía la medición.

II.4 Resultados experimentales

La evaluación de los resultados del segundo experimento proporcionó conocimiento sobre la distribución de presiones en la superficie de una barra y sobre las pérdidas de carga totales del sistema. Es importante tener en cuenta que estos resultados son de aplicación para los rangos de caudales y condiciones del experimento. Una extrapolación lejana de las correlaciones resultantes puede llevar a errores significativos, debiendo utilizarse en casos distintos con cautela y a sólo modo de orientación.

El cálculo de errores se realizó como:

$$Error\ total = Error\ estadístico + Propagación\ de\ error + Error\ instrumental$$

donde:

$$Error\ estadístico = Desviación\ estándar\ (\sigma)$$

$$Propagación\ de\ error\ f_{(x,y,z)} = \sqrt{\left(\frac{df_{(x,y,z)}}{dx}\right)^2 \sigma_x^2 + \left(\frac{df_{(x,y,z)}}{dy}\right)^2 \sigma_y^2 + \left(\frac{df_{(x,y,z)}}{dz}\right)^2 \sigma_z^2}$$

II.4.a.1 Distribución de presiones en la pared de una barra

Definimos como “Coeficiente adimensional de pérdida de carga en la superficie de la barra” C_D a:

$$C_{D(\theta)} = \frac{p_{w(\theta)} - p_{\infty}}{\frac{1}{2} \rho v_{\infty}^2} \quad (1)$$

donde ρ es la densidad del gas, $p_{w(\theta)}$ es la presión en la pared de la barra con respecto a θ , p_{∞} y v_{∞} son la presión y la velocidad media en la entrada de la Sección de prueba II.

En las Figura 10 a la Figura 16 se presenta la dependencia del coeficiente adimensional C_D en función de θ . Cada figura corresponde a mediciones realizadas con una inclinación α constante y parametrizadas con el caudal másico. En la Figura 10 se agrega como comparación el resultado de la teoría potencial para 1 cilindro aislado. En esta serie de figuras se observa que para bajos Re no se produce antes el desprendimiento de capa límite debido a la geometría del aparato experimental.

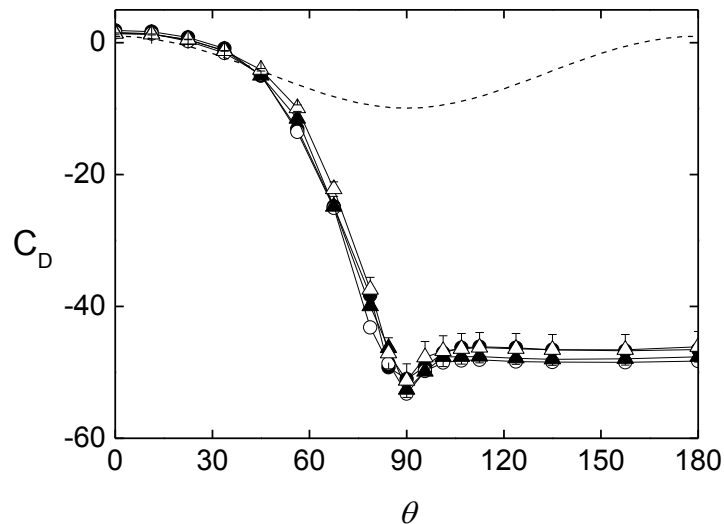


Figura 10: Coeficiente adimensional C_D para $\alpha = 90^\circ$.
En símbolos los resultados experimentales, --- teoría potencial.
Caudales: 0.045 kg/s (●), 0.070 kg/s (○), 0.095 kg/s (▲), 0.12 kg/s (△)

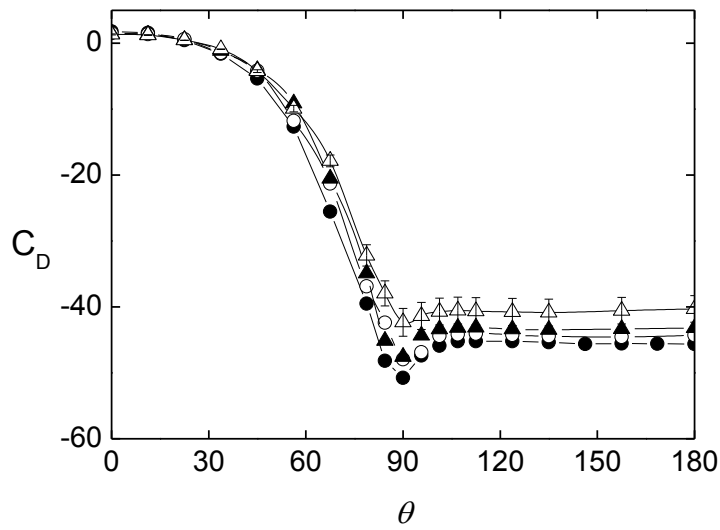


Figura 11: Coeficiente adimensional C_D para $\alpha = 80^\circ$.
 En símbolos los resultados experimentales.
 Caudales: 0.045 kg/s (●), 0.070 kg/s (○), 0.095 kg/s (▲), 0.12 kg/s (△)

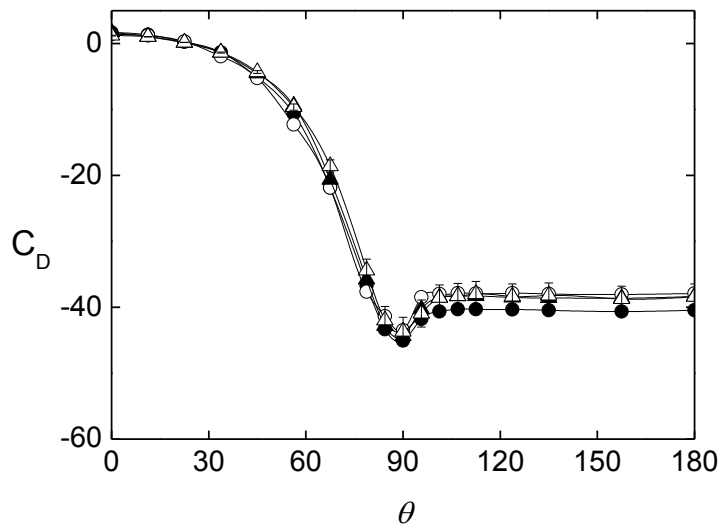


Figura 12: Coeficiente adimensional C_D para $\alpha = 70^\circ$.
 En símbolos los resultados experimentales.
 Caudales: 0.045 kg/s (●), 0.070 kg/s (○), 0.095 kg/s (▲), 0.12 kg/s (△)

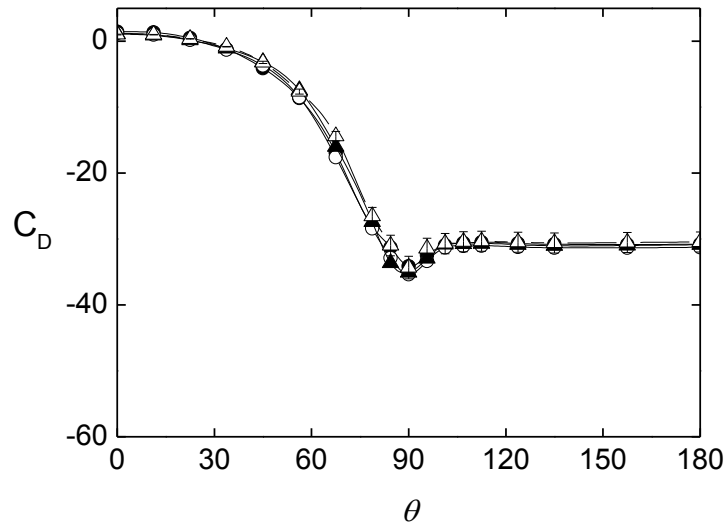


Figura 13: Coeficiente adimensional C_D para $\alpha = 60^\circ$.
 En símbolos los resultados experimentales.
 Caudales: 0.045 kg/s (●), 0.070 kg/s (○), 0.095 kg/s (▲), 0.12 kg/s (△)

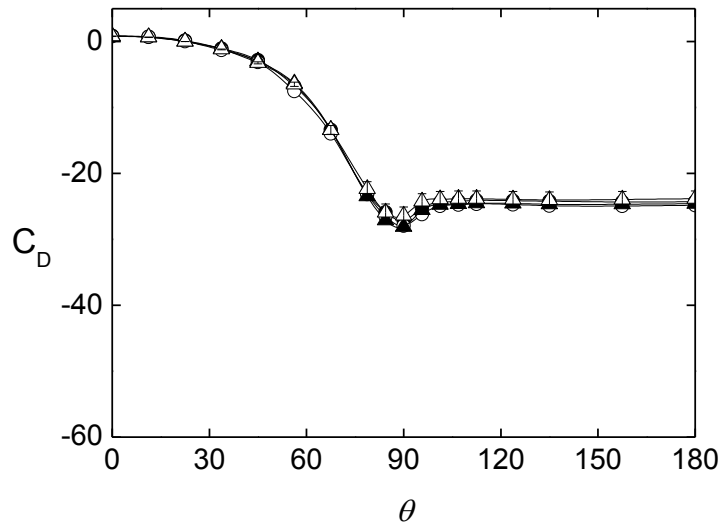


Figura 14: Coeficiente adimensional C_D para $\alpha = 50^\circ$.
 En símbolos los resultados experimentales.
 Caudales: 0.045 kg/s (●), 0.070 kg/s (○), 0.095 kg/s (▲), 0.12 kg/s (△)

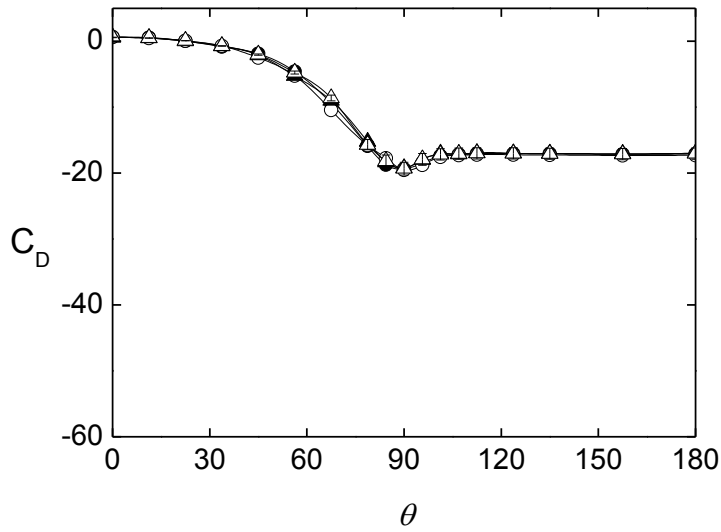


Figura 15: Coeficiente adimensional C_D para $\alpha = 40^\circ$.
 En símbolos los resultados experimentales.
 Caudales: 0.045 kg/s (●), 0.070 kg/s (○), 0.095 kg/s (▲), 0.12 kg/s (△)

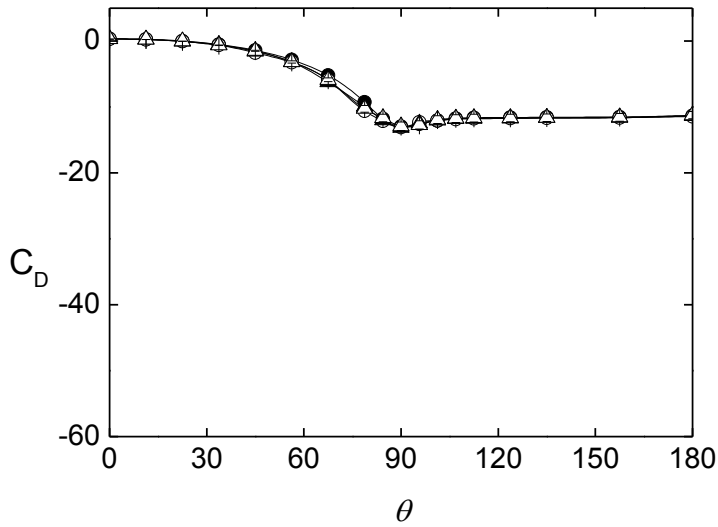


Figura 16: Coeficiente adimensional C_D para $\alpha = 30^\circ$.
 En símbolos los resultados experimentales.
 Caudales: 0.045 kg/s (●), 0.070 kg/s (○), 0.095 kg/s (▲), 0.12 kg/s (△)

Se observa que, a inclinación constante, el C_D es independiente del caudal dentro del error experimental para $\theta = 0^\circ$ donde el $C_D \cong 1$ (Figura 17), como para $\theta = 90^\circ$ donde se mide la menor diferencia de presión (Figura 10 a Figura 16). En cambio, a caudal constante se observa que el C_D es altamente dependiente de α (Figura 18 a Figura 21). La

explicación de esto es que a medida que la inclinación aumenta, la sección de las barras la dirección del fluido es una elipse más alargada, ofreciendo menor resistencia. Estas elipses tienen como semieje menor al radio de la barra, y al semieje mayor $\frac{r}{\text{seno } \alpha}$.

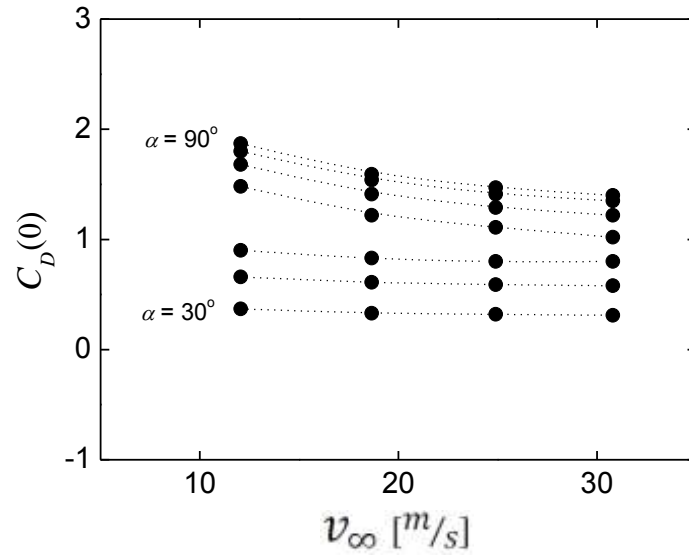


Figura 17: Coeficiente de presión en el punto de estancamiento ($\theta = 0$) parametrizado para α cada 10° .

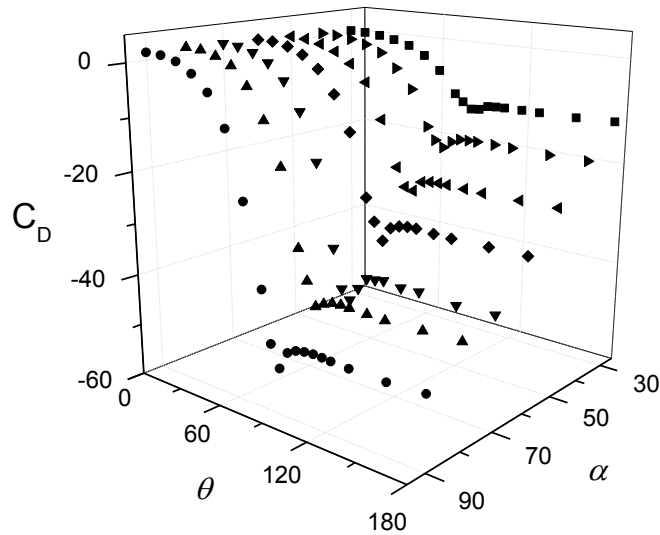


Figura 18: Coeficiente adimensional C_D para $\dot{m} = 0.12 \text{ kg/s}$
 Símbolos: $\alpha = 30^\circ$ ■, $\alpha = 40^\circ$ ►, $\alpha = 50^\circ$ ◀, $\alpha = 60^\circ$ ◆, $\alpha = 70^\circ$ ▼, $\alpha = 80^\circ$ ▲, $\alpha = 90^\circ$ ●.

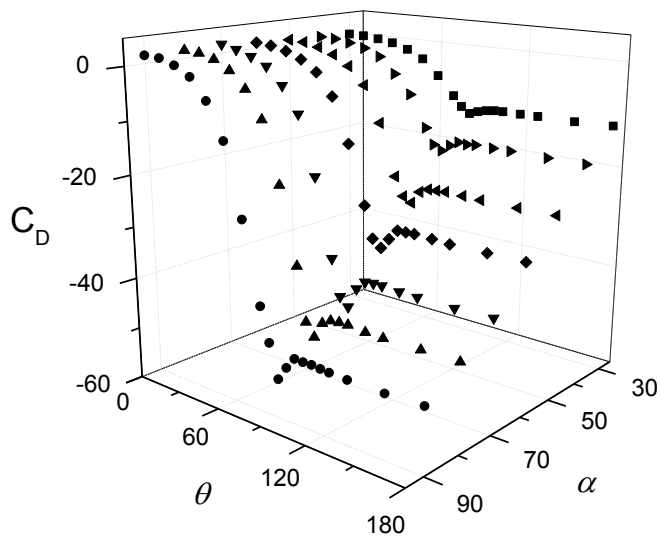


Figura 19: Coeficiente adimensional C_D para $\dot{m} = 0.095 \text{ kg/s}$
 Símbolos: $\alpha = 30^\circ$ ■, $\alpha = 40^\circ$ ►, $\alpha = 50^\circ$ ◄, $\alpha = 60^\circ$ ◆, $\alpha = 70^\circ$ ▼, $\alpha = 80^\circ$ ▲, $\alpha = 90^\circ$ ●.

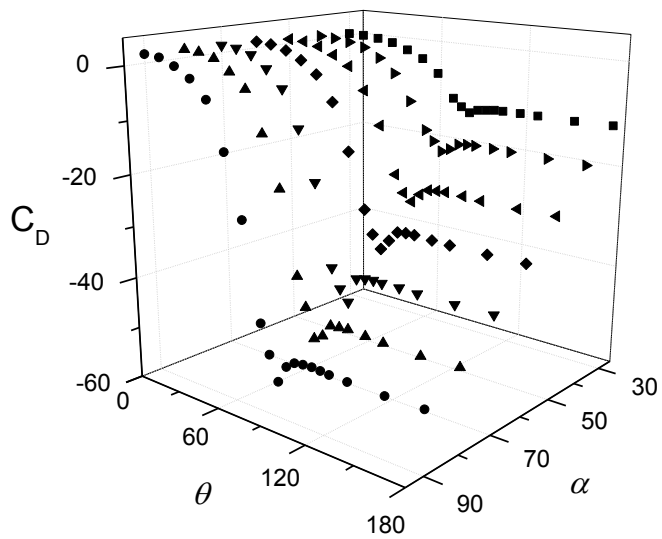


Figura 20: Coeficiente adimensional C_D para $\dot{m} = 0.07 \text{ kg/s}$
 Símbolos: $\alpha = 30^\circ$ ■, $\alpha = 40^\circ$ ►, $\alpha = 50^\circ$ ◄, $\alpha = 60^\circ$ ◆, $\alpha = 70^\circ$ ▼, $\alpha = 80^\circ$ ▲, $\alpha = 90^\circ$ ●.

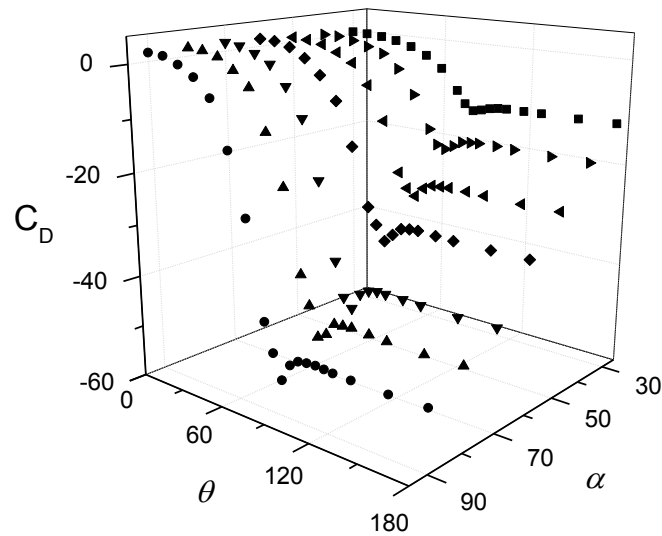


Figura 21: Coeficiente adimensional C_D para $\dot{m} = 0.045 \text{ kg/s}$
 Símbolos: $\alpha = 30^\circ$ ■, $\alpha = 40^\circ$ ►, $\alpha = 50^\circ$ ◄, $\alpha = 60^\circ$ ◆, $\alpha = 70^\circ$ ▼, $\alpha = 80^\circ$ ▲, $\alpha = 90^\circ$ ●.

II.4.a.2 Desprendimiento de la capa límite

Para determinar el desprendimiento de la capa límite, se analiza la distribución de presiones en la superficie de la barra. A partir de $\theta > 90^\circ$ (punto de menor presión) se observa una recuperación de la presión hasta $\theta = 112.5 (\pm 1)$. En este ángulo se produce el desprendimiento de la capa límite. En comparación, si se analizara a una barra aislada con $\alpha = 90^\circ$ inmersa en un fluido, el desprendimiento ocurre en $\alpha = 120^\circ$ para flujo turbulento^[28]. En este caso, el adelantamiento puede atribuirse a la contracción producida por la proximidad del resto de las barras y de las paredes del canal^[29].

En nuestro arreglo, para $\alpha = 30^\circ$ se observa que la capa límite permanece adherida en toda la superficie, recuperándose presión hasta $\alpha = 180^\circ$ (Figura 22). Esto se debe, como se mencionó antes, al perfil aerodinámico que toma la barra a medida que α decrece.

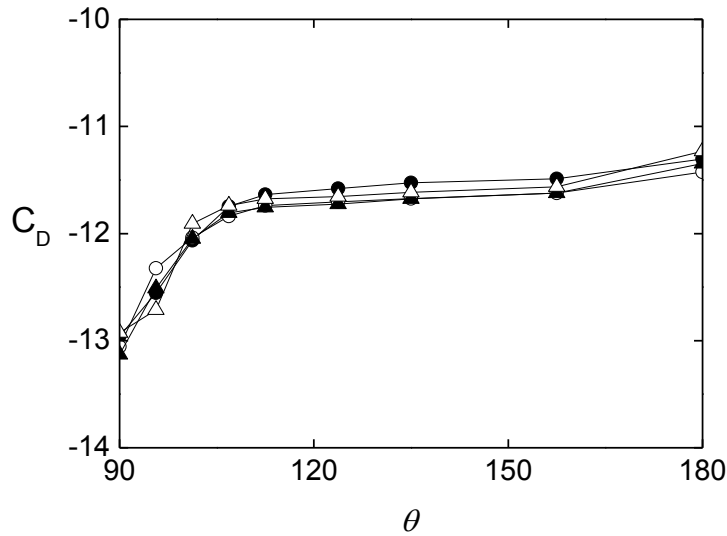


Figura 22: Coeficiente adimensional C_D para $\alpha = 30^\circ$ en función de θ , parametrizado para \dot{m} .
 Símbolos: 0.045 kg/s (●), 0.070 kg/s (○), 0.095 kg/s (▲), 0.12 kg/s (△)

II.4.a.3 Aspectos estadísticos del desprendimiento de la capa límite

Un fenómeno interesante que puede tener influencia en la transferencia de calor en la zona de la barra afectada por el desarrollo de la capa límite es que a medida que α disminuye la dispersión de los valores del C_D en función del caudal (Apéndice 11– Figura 101), lo que confirma que las líneas de corriente son más estables cuánto más aerodinámico es el perfil.

Una manera de obtener más información del comportamiento de la capa límite post desprendimiento es graficar el valor medio $\overline{C_D}$ y la desviación estándar σ del C_D , tomando como variable independiente el caudal. Se grafica σ en función de θ (Figura 23) y se observa que en la zona de desprendimiento a partir de $\theta = 112.5 (\pm 1)$, esta actividad se estabiliza, siendo poco sensible a los cambios de caudal.

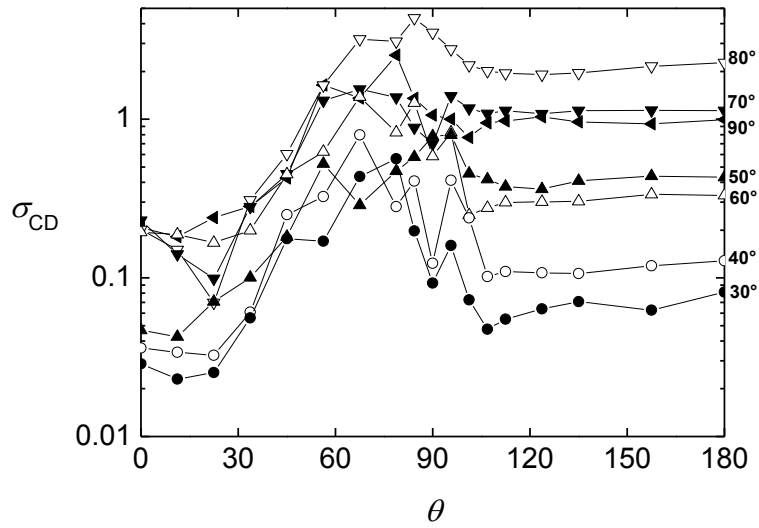


Figura 23: Desviación estándar σ del coeficiente adimensional C_D en función de θ , con parámetro α .

Lo mismo se observa, a partir de partir de $\theta = 112.5 (\pm 1)$, si se divide a σ por el correspondiente valor absoluto del C_D . (Figura 24)

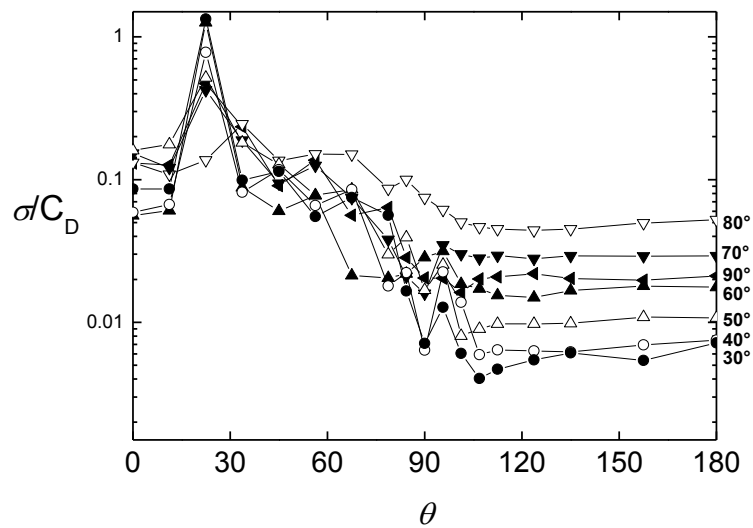


Figura 24: $\frac{\sigma}{|C_D|}$ en función de θ , con parámetro α .

II.4.a.4 Dependencia empírica del C_D con respecto a α

En la Figura 25 se observa el coeficiente adimensional $\overline{C_D}$ en la zona de desprendimiento, promediado entre 0.045 kg/s y 0.12 kg/s para diferentes ángulos de inclinación de las barras (valores tomados de la Figura 10 hasta la Figura 16). Se propone como primera aproximación una relación lineal (2), la que será extendida más adelante.

$$\overline{C_D} = (-0.63 \pm 0.02)\alpha + (7.4 \pm 1.1) \quad (2)$$

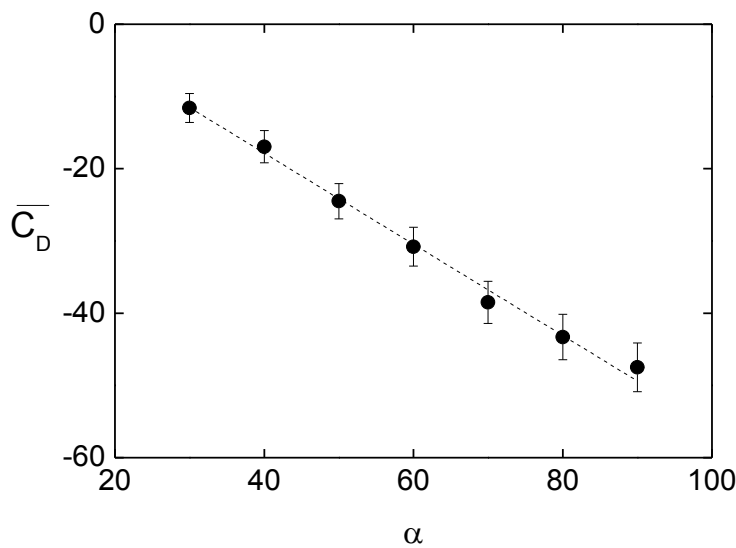


Figura 25: Coeficiente adimensional $\overline{C_D}$ en la zona de desprendimiento en función de α .
Referencias: ● datos experimentales, --- correlación (2).

II.4.b.1 Pérdida de carga total del sistema

En el análisis de las pérdidas de carga del mínimo subcanal fluidodinámico en función del caudal másico, se obtiene que las diferencias de presiones de todo el sistema presentan un comportamiento coherente, pero con una variación en la monotonía para el parámetro $\alpha \geq 70^\circ$ (Figura 26).

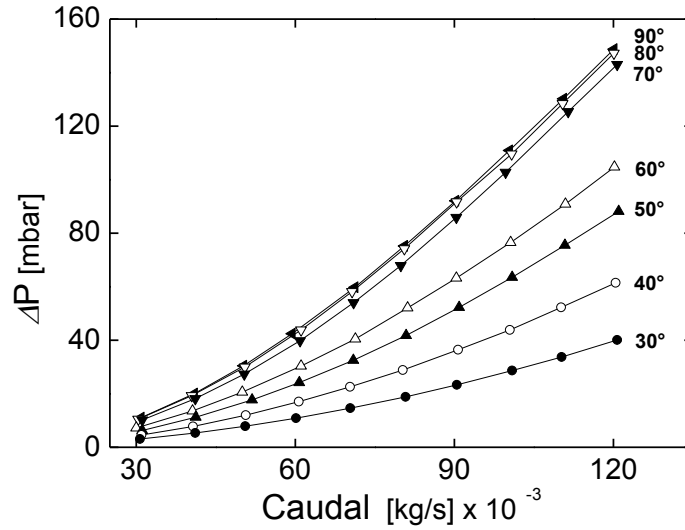


Figura 26: ΔP vs \dot{m} , del mínimo subcanal fluidodinámico parametrizado para α .

De manera similar a lo realizado en el punto anterior, se define como el “Coeficiente adimensional de pérdida de carga del subcanal fluidodinámico” C_p a:

$$C_p = \frac{p_{in} - p_{out}}{\frac{1}{2} \rho_{\infty} v_{\infty}^2} \quad (3)$$

que resulta de la adimensionalización de la diferencia de presión, donde, en este caso, p_{in} y p_{out} son las presiones a la entrada y a la salida de la Sección de prueba II respectivamente, ρ_{∞} es la densidad del fluido, v_{∞} la velocidad media, ambas en la entrada de la Sección de Prueba II.

Al evaluar este coeficiente con respecto al caudal se observa el mismo cambio en la monotonía para $\alpha \geq 70^\circ$ (Figura 27). También puede apreciarse para $\alpha \sim 60^\circ$ un cambio en la concavidad de la dependencia con el caudal (Figura 28). Esto puede asociarse a que para $45^\circ \leq \alpha \leq 80^\circ$ se generan vórtices aguas debajo muy próximos a las barras produciendo que el C_p total del sistema aumente para $\dot{m} \geq 0.05 \text{ kg/s}$.

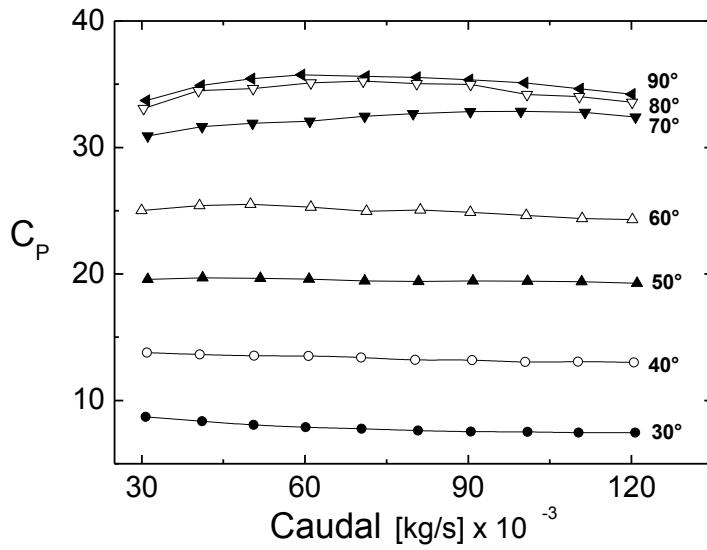


Figura 27: C_p vs \dot{m} del mínimo subcanal fluidodinámico con parámetro α .

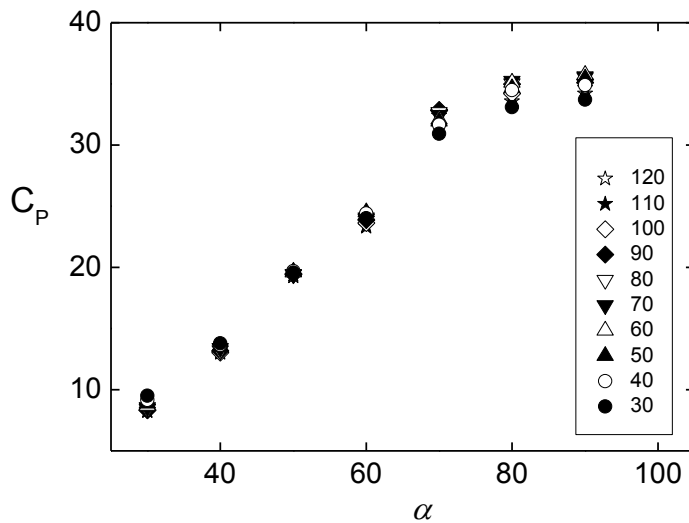


Figura 28: C_p vs α , del mínimo subcanal fluidodinámico con parámetro $\dot{m} \left[\frac{\text{kg}}{\text{s}} \right] \times 10^{-3}$.

Al disminuir el caudal, para $\dot{m} \leq 0.05 \text{ kg/s}$ la generación de vórtices desaparece, con una transición a través de las barras más suave y desarrollándose nuevamente el fluido en la zona de la Sección de salida. De este modo se recupera parte de la presión, quedando la toma de p_{out} p_{out} en una zona de “baja” presión. El ΔP total disminuye y, por consiguiente, el C_p total en estas condiciones también.

II.4.b.2 Aspectos estadísticos de las mediciones de pérdidas de carga

En el análisis de la pérdida de carga del canal fluidodinámico se observó un comportamiento que permite modelar estadísticamente la sensibilidad del instrumental de medición. En la Figura 29, en la que se observa $\sigma_{(\Delta P)}$ vs \dot{m} con parámetro α , las desviaciones estándar presentan un máximo para $\dot{m} \sim 0.09 \text{ kg/s}$ a partir de un ángulo de inclinación $\alpha = 70^\circ$. Algo similar se observa si se adimensionaliza la desviación estándar con el ΔP como se muestra en la Figura 30.

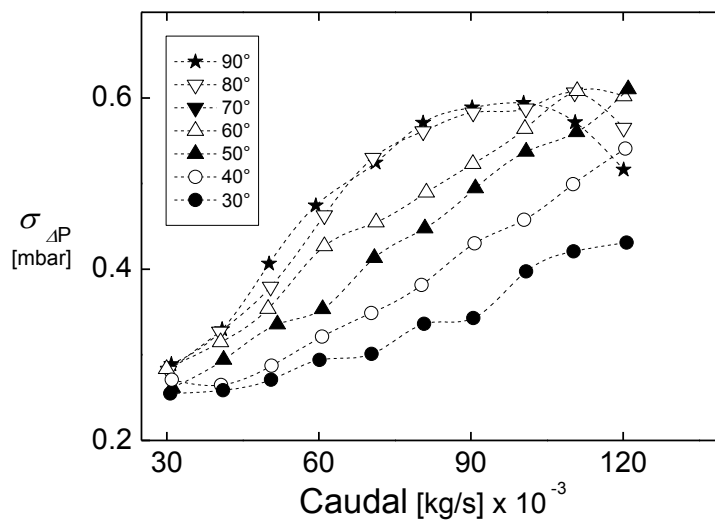


Figura 29: Desviación estándar σ del coeficiente adimensional ΔP en función de \dot{m} .

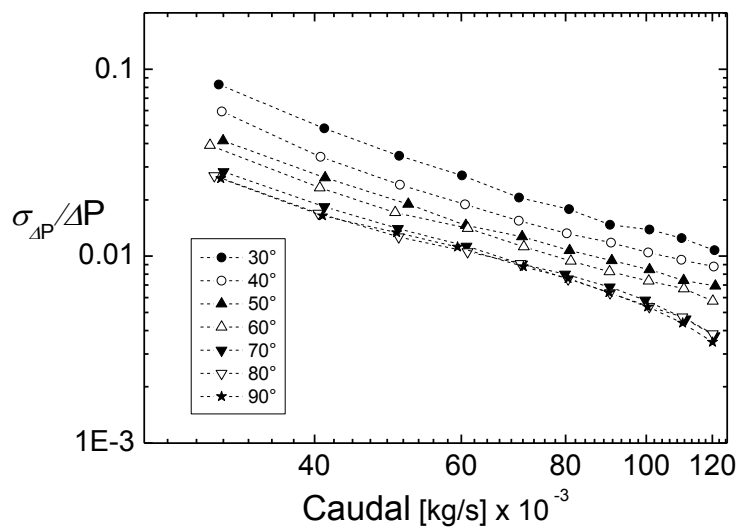


Figura 30: $\frac{\sigma_{\Delta P}}{\Delta P}$ en función de \dot{m} .

Este comportamiento puede atribuirse a que existe una demora en la medición del ΔP , desde que la onda de presión ingresa en la toma y llega hasta el sensor diferencial. Para cuantificar esta demora se llama S_{real} a la señal real que ingresa al sistema y S_{medida} a la que es medida por el instrumento, proponiendo:

$$\Delta P_m(t + \tau) = \Delta P_r(t) \quad (4)$$

donde t es el tiempo característico y τ es la demora de la señal en llegar al instrumento.

Expandiendo en serie de Taylor (4) se obtiene:

$$\Delta P_{m(t)} + \tau \Delta \dot{P}_{m(t)} = \Delta P_{r(t)} \quad (5)$$

Si aproximamos:

$$\Delta P_{(t)} = \Delta P_0 + \sigma \text{sen}(\omega t) \quad (6)$$

se obtiene:

$$\sigma_m \text{sen} \omega t + \tau \sigma_m \cos \omega t \cong \sigma_r \text{sen} \omega t + \sigma_r \cos \omega t \quad (7)$$

O sea:

$$\sigma_m = \frac{\sigma_r}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} \quad (8)$$

Suponiendo una dependencia con el caudal del tipo

$$\omega = \omega_0 Re^x \quad (9)$$

$$\sigma_r = \sigma_0 Re^y \quad (10)$$

se obtiene:

$$\sigma_m = \sigma_0 \frac{Re^y}{\sqrt{1 + (\tau \omega_0 Re^x)^2}} \quad (11)$$

En la Figura 31 se muestran las curvas de la familia de la Ec. (11) que ajustan los datos experimentales para cada ángulo de inclinación. Todas las curvas pueden explicarse con exponentes $x = 4$ e $y = 3/4$. A su vez, las constantes $\tau \omega_0$ y σ_0 en la Figura 32 en función del ángulo de inclinación.

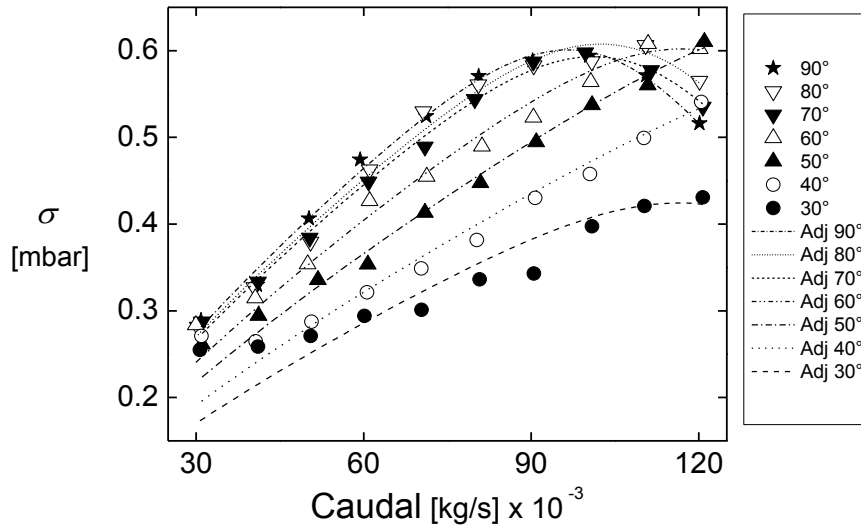


Figura 31: Familia de curvas de la Ec. (11) para la desviación estándar σ del coeficiente adimensional C_p de los resultados experimentales en función de \dot{m} , parametrizado para α . Las líneas de puntos corresponden a los ajustes.

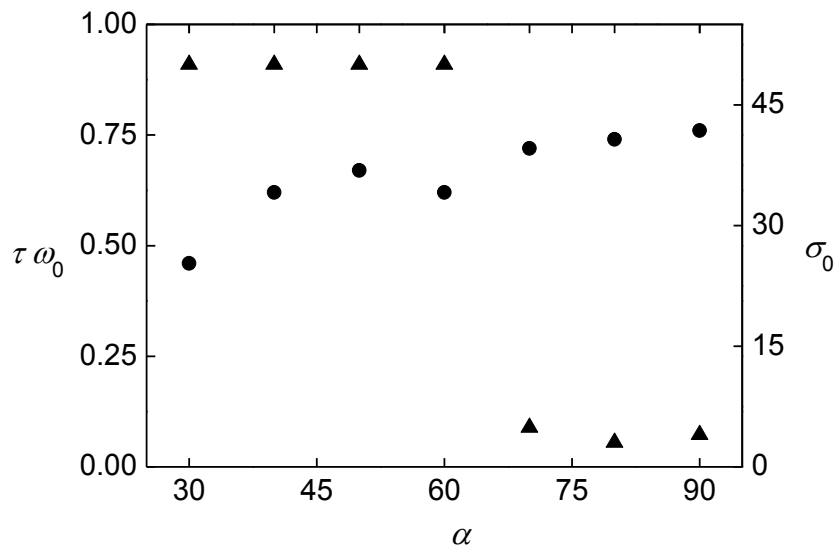


Figura 32: Constantes $\tau \omega_0$ ●, σ_0 ▲ en función de α .

Teniendo en cuenta que la distancia de la toma hasta el sensor de presión es de 30 cm, y considerando la velocidad del sonido en el aire a 30°C de 349 m/s, se puede estimar que $\tau \cong 8.59 \cdot 10^{-4}$ s, con lo que se obtiene ω_0 (Figura 33).

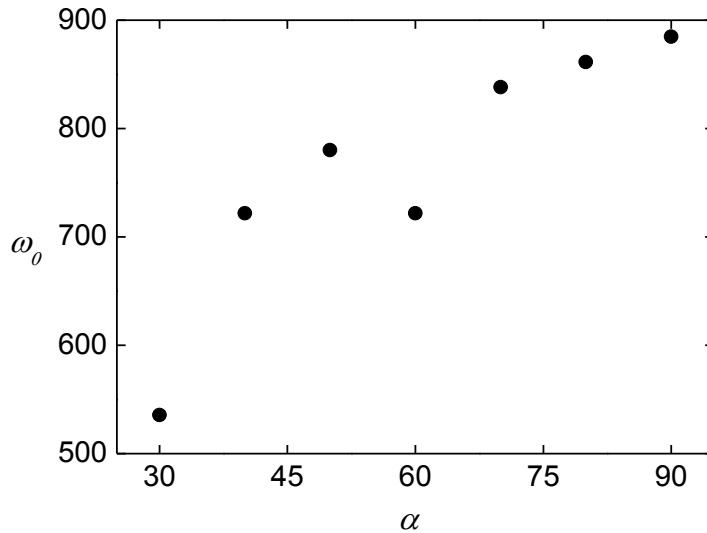


Figura 33: Constante ω_0 ● en función de α .

II.5 Principio de independencia (comparaciones experimentales)

Algunos autores que estudiaron numéricamente el problema de flujo a través de barras inclinadas^[30] sugirieron que si se normaliza el coeficiente de arrastre C_D con una componente de la velocidad normal al eje de las barras, este resulta independiente del ángulo de inclinación (esto se suele denominar el “principio de independencia”, aunque estrictamente sería una invarianza).

Los resultados teóricos obtenidos por Zhao et al.^[30] para un cilindro aislado con $Re = \frac{UD}{\nu} = 1000$ se presentan en la Figura 34 considerando al $C_{D\text{ Zhao}} = \frac{p - p_0}{\frac{1}{2}\rho U^2}$, donde p es la presión en la superficie de la barra, p_0 es la presión de estancamiento para $\theta = 0^\circ$, ρ es la densidad del fluido y U es la velocidad del fluido aguas arriba.

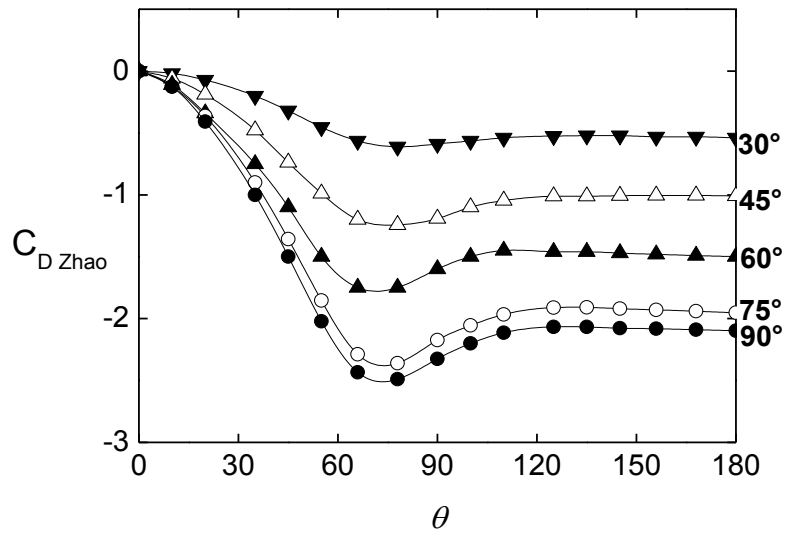


Figura 34: Coeficiente adimensional C_D en función de θ , parametrizado para α .^[30]
Referencias: (●) $\alpha = 90^\circ$, (○) $\alpha = 75^\circ$, (▲) $\alpha = 60^\circ$, (△) $\alpha = 45^\circ$, (▼) $\alpha = 30^\circ$.

Para el caso de considerar la componente de la velocidad normal a la superficie de la barra se tiene que el $C_{Dn Zhao} = \frac{p-p_0}{\frac{1}{2}\rho U_n^2}$, donde U_n es la componente normal de la velocidad en la superficie de la barra (Figura 35). Puede verse que aproximadamente se cumple el principio de independencia.

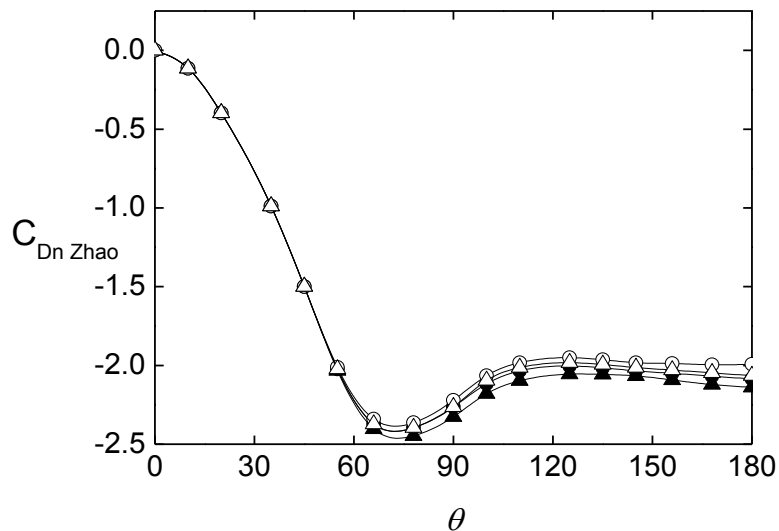


Figura 35: Coeficiente adimensional C_{Dn} en función de θ , parametrizado para α .^[30]
Referencias: (●) $\alpha = 90^\circ$, (○) $\alpha = 60^\circ$, (▲) $\alpha = 30^\circ$, (△) Lei et al.^[40].

Los resultados reportados por Zhao et al^[30] corresponden a un cilindro aislado. En nuestro experimento el subcanal fluidodinámico está compuesto por dos barras completas, y dos medias barras en los laterales, con lo que las velocidades en el gap entre las barras es superior a la correspondiente para un mismo θ de un cilindro aislado. Debido a esto, los resultados se presentan en figuras separadas. En la Figura 36 se ha redefinido al C_D de nuestro experimento del mismo modo que Zhao et al^[30] como $C_D^* = \frac{p(\theta) - p(\theta=0)}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2}$.

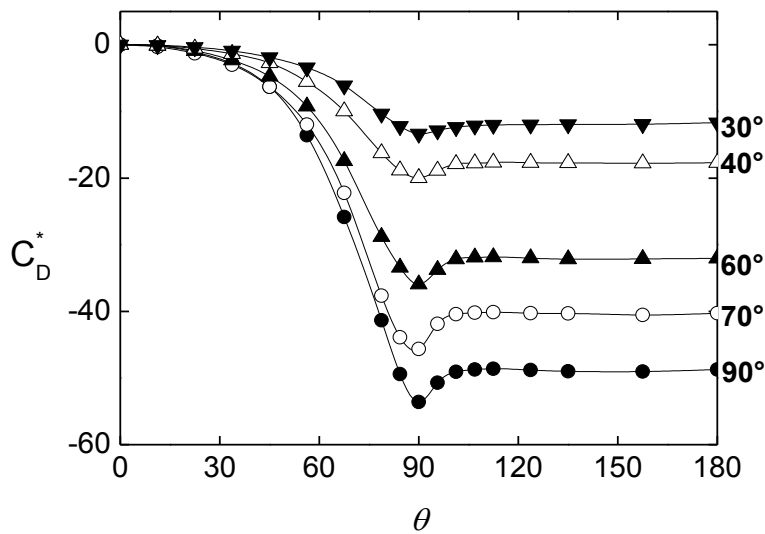


Figura 36: Coeficiente adimensional C_D^* en función de θ , parametrizado para α . Referencias: (●) $\alpha = 90^\circ$, (○) $\alpha = 70^\circ$, (▲) $\alpha = 60^\circ$, (△) $\alpha = 40^\circ$, (▼) $\alpha = 30^\circ$.

Para el caso de considerar la componente de la velocidad normal a la superficie de la barra se tiene que el $C_{Dn}^* = \frac{p(\theta) - p(\theta=0)}{\frac{1}{2}\rho U_n^2}$, donde U_n es la componente normal de la velocidad en la superficie de la barra (Figura 37). Como se puede ver, los resultados experimentales presentados en este trabajo indican una cierta invarianza para $\theta < 90^\circ$, pero para $\theta > 90^\circ$ nuestros resultados experimentales indican más bien una violación del principio de independencia (nótese que la dispersión es mayor en la Figura 37 que en la Figura 35).

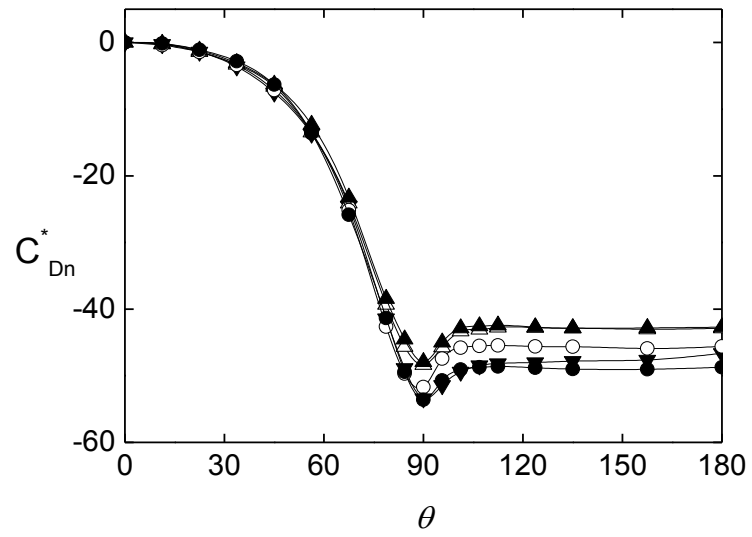


Figura 37: Coeficiente adimensional C_{Dn}^* en función de θ , parametrizado para α . Referencias: (●) $\alpha = 90^\circ$, (○) $\alpha = 70^\circ$, (▲) $\alpha = 60^\circ$, (△) $\alpha = 40^\circ$, (▼) $\alpha = 30^\circ$.

- [24] *Experimental Investigation of the effects of extended surfaces on the performance of tube banks in cross flow*, Fahmi M. Hussein and Mohamed S. El-Shobokshy, J. King Saud. Univ. Eng. Sci. Conf., 1, 213-228, Riyadh, (1989).
- [25] *Evaluation of the forces generated by cross-flow on PWR fuel assembly*, Peybernès, J., IAEA-TECDOC-1454, 13, (2005).
- [26] *Measurement in Fluid Mechanics*, Stavros Tavoularis, Cambridge University Press, (2005), pp. 188-189.
- [27] *Mechanics and thermodynamics of propulsion (2da Ed)*, Phillip Hill y Carl Peterson, Prentice Hall, (1992), p. 272.
- [28] *Fluid mechanic (3ra Ed)*, White F. M., McGraw-Hill, Mexico, (1996), p. 462.
- [29] *Laminar boundary-layer separation over a circular cylinder in uniform shear flow*, T. Wu and C.-F. Chen, Taipei, Taiwan, Acta Mechanica 144, 71-82, (2000).
- [30] *Direct numerical simulation of three-dimensional flow past a yawed circular cylinder of infinite length*, M. Zhao, L. Cheng, T. Zhou, Journal of fluid and structures 25, pp. 831-847, (2009).

En este capítulo se presentan los modelos desarrollados tomando como base la teoría fluidodinámica existente, para explicar los comportamientos encontrados durante los experimentos. Los cálculos teóricos fueron comparados y validados por los resultados experimentales, pudiéndose obtener una correlación semiempírica con un grado discreto de generalidad. La teoría preexistente utilizada fue, en este orden:

- a. Flujo potencial para fluido no viscoso.
- b. Correlaciones existentes para similares, aunque no iguales, experimentos.
- c. Flujo cuasi compresible.

III.1 Flujo potencial

La teoría de flujo potencial es útil en el análisis de flujos externos alrededor de obstáculos de diversas formas. Al resolver las ecuaciones de continuidad y de cantidad de movimiento con las condiciones de contorno apropiadas, se puede obtener la velocidad y la presión en diferentes posiciones sobre la superficie del obstáculo. Si se desprecian los efectos viscosos, los gradientes de entropía y la estratificación por diferencias de temperatura y los efectos no inerciales, se puede considerar que el flujo será irrotacional. De este modo puede arribarse a una función escalar con la cual se obtiene el campo de velocidades por simple derivación. La ecuación que gobierna el potencial escalar es la ecuación de Laplace.

III.1.a Análisis por teoría no viscosa para el cálculo del C_D

Para un primer análisis de los resultados experimentales, se considera al fluido alrededor de la barra como incompresible y no viscoso. Podrá resultar necesario considerar los efectos viscosos, cuando se tienen altos números de Reynolds, capas límites cerca de superficies sólidas, regiones desprendidas y estelas que aparecen cuando hay gradientes adversos de presión. En el presente análisis debido a las cortas longitudes involucradas, y

que la capa límite es delgada y está adherida en gran parte de la superficie, las hipótesis antes mencionadas servirán para obtener una primer aproximación al problema.

Para el caso de un cilindro aislado cuyo centro está en las coordenadas $x = 0$, $y = y_0 = 0$, de longitud infinita y radio a , en un flujo potencial perpendicular a su eje es^[28]:

$$\psi = v_{\infty} \left[y - a^2 \frac{y - y_0}{x^2 + (y - y_0)^2} \right] \quad (12)$$

considerándose a esta ecuación como la “Función de corriente”. La interpretación geométrica de esta función es que las líneas ψ constantes son líneas de corriente del flujo. Entonces, el cambio de ψ a lo largo de las líneas de corriente es cero.

Generalizando para infinitos cilindros con centros separados una distancia uniforme b , se obtiene:

$$\psi_{\infty} = v_{\infty} \left[y - a^2 \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} \frac{(y + nb)}{x^2 + (y + nb)^2} \right] \quad (13)$$

Proponiendo el siguiente cambio de variables:

$$x = r \cos \theta \quad (14)$$

$$y = r \operatorname{sen} \theta \quad (15)$$

e introduciendo (14) y (15) en (13), y derivando parcialmente en función de r , se obtiene que v_{θ} es:

$$\frac{v(\theta)}{v_{\infty}} = \left[-1 + a^2 \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} \frac{x^2 - y_n^2}{(x^2 + y_n^2)^2} \right] \sin \theta - 2xa^2 \cos \theta \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} \frac{y_n}{(x^2 + y_n^2)^2} \quad (16)$$

donde $y_n = y + nb$.

Sobre la línea de corriente que toca la pared de uno de los cilindros completos, por la ecuación de Bernoulli se tiene:

$$p_w + \frac{1}{2}\rho v_w^2(\theta) = p_\infty + \frac{1}{2}\rho v_\infty^2 \quad (17)$$

donde el subíndice w significa “en la pared de la barra”.

Combinando las ecuaciones (1) , (16) y (17), el coeficiente adimensional C_D resulta:

$$C_D(\theta) = 1 - \frac{v_w^2(\theta)}{v_\infty^2} \quad (18)$$

En la Figura 10 se comparan los resultados experimentales (para un ángulo de inclinación $\alpha = 90^\circ$) con los resultados de la teoría potencial. Se observa que esta teoría difiere de los resultados experimentales para un ángulo de rotación $\theta > 50^\circ$, acentuándose más la diferencia a partir del desprendimiento de la capa límite en la parte posterior de la barra, donde la corriente desprendida defleca y modifica las líneas de corriente no viscosas. Este modelo predice razonablemente el comportamiento en la parte frontal de la barra, donde hay un gradiente positivo de presión y la capa límite está adherida y es delgada.

III.1.b Análisis por correlaciones empíricas para el cálculo del C_P

En base a estudios realizados en la década de los ´60, se publicaron correlaciones empíricas^[32] que se pueden aplicar a nuestro segundo experimento. Las mismas son el resultado de trabajar con obstáculos similares.

Definimos a_0 la separación entre barras, s_1 la distancia entre centros de las barras, l la profundidad del obstáculo ($l = d$ para $\alpha = 90^\circ$, $l = \frac{d}{2 \operatorname{sen} \alpha} = \frac{r}{\operatorname{sen} \alpha}$ para $\alpha < 90^\circ$). El valor del coeficiente de resistencia para arreglos de barras inclinadas, usando las

correlaciones empíricas, puede determinarse aproximadamente, para cualquier valor de la relación $\frac{a_0}{s_1}$, y una separación relativa de barras $\frac{l}{a_0}$, por la fórmula:

$$\xi = \beta_2 \xi' \sin \alpha \quad (19)$$

donde $\beta_2 = 0.74$ para barras cilíndricas y $\beta_2 = 0.3$ para barras elípticas.

Para $Re < 10^5$ (aproximadamente), ξ' se determina a partir de la siguiente fórmula:

$$\xi' = \left(\xi_\varphi + \bar{\varepsilon}_0^{Re} \xi_0 + \lambda \frac{l}{d_h} \right) \frac{l}{f^2} \quad (20)$$

donde ξ_φ y $\bar{\varepsilon}_0^{Re}$ se determina a partir de la Figura 38, $\xi_0 = (0.5 + \tau\sqrt{1-\bar{f}})(1-\bar{f}) + (1-\bar{f})^2$, τ de la Figura 39 y λ de la Figura 40.

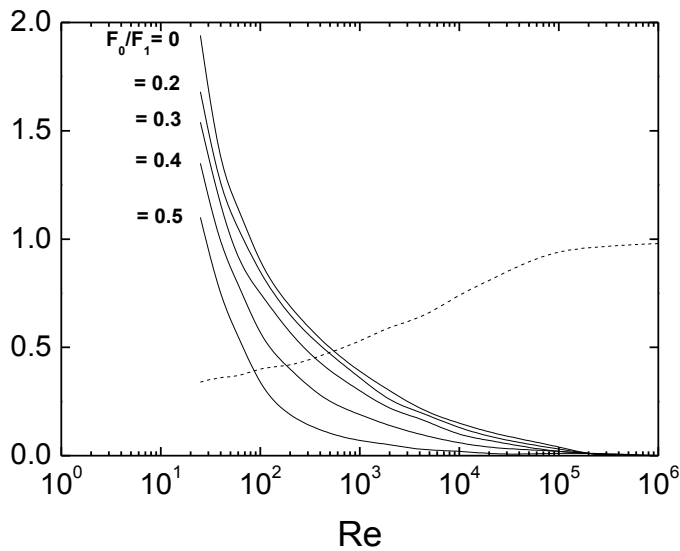


Figura 38: Determinación de los coeficientes ξ_φ (—) y $\bar{\varepsilon}_0^{Re}$ (----)

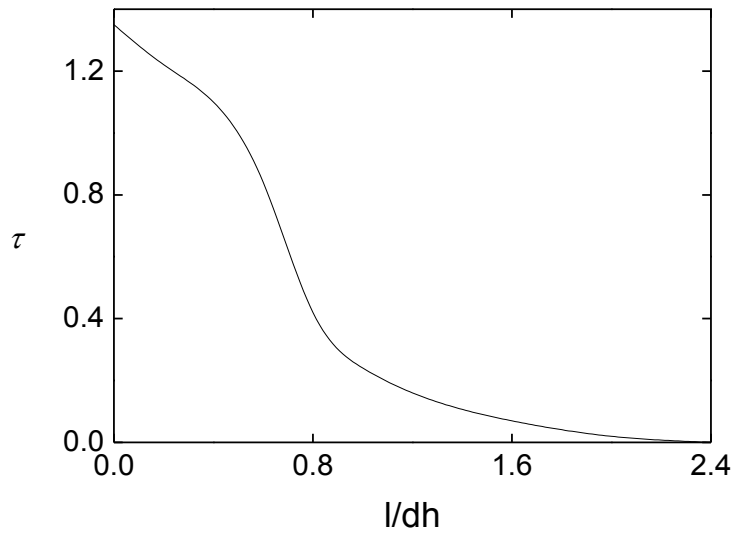


Figura 39: Determinación del coeficiente τ .

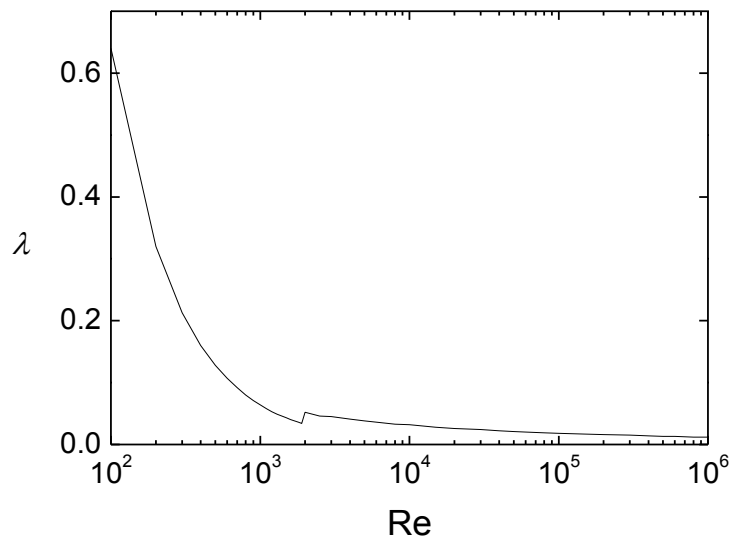


Figura 40: Determinación del coeficiente λ .

Mediante la utilización de (20) se calculó el C_P de la pérdida de carga total del sistema obteniéndose un resultado poco preciso y con escalones abruptos para valores singulares de Re . Esto se debe a que varios de los coeficientes involucrados no tienen una discretización continua entre todos sus puntos. Desde la Figura 41 hasta la Figura 47 se presentan los resultados experimentales junto con las correlaciones empíricas y con los valores obtenidos mediante la extensión de la teoría de flujo potencial para fluido cuasi compresible, lo que se explica en la próxima sección de este capítulo.

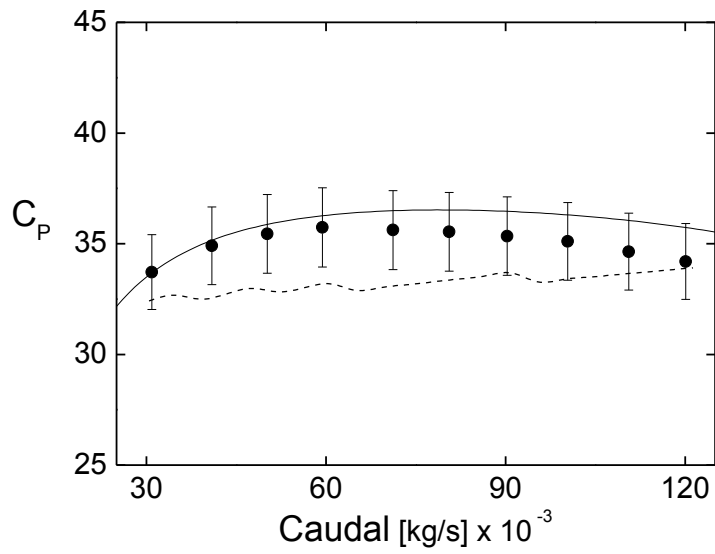


Figura 41: C_P vs \dot{m} para $\alpha = 90^\circ$ calculado por diferentes métodos.
 (● experimental, — modelo teórico⁽⁴²⁾, ---- correlación⁽³²⁾)

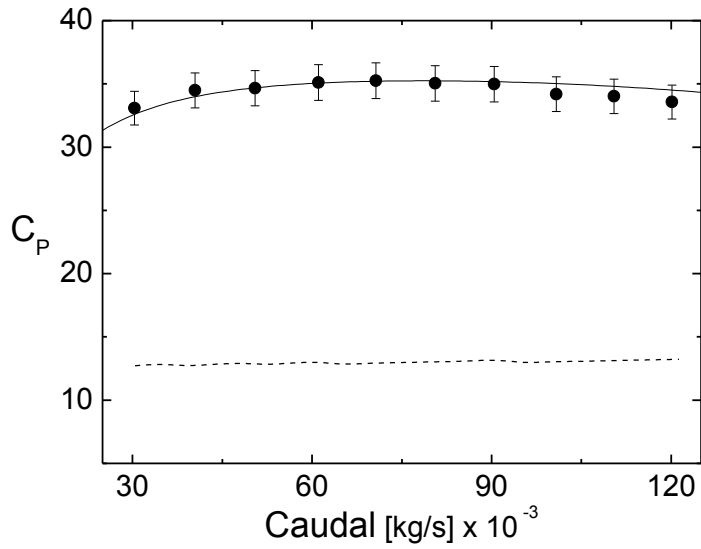


Figura 42: C_P vs \dot{m} para $\alpha = 80^\circ$ calculado por diferentes métodos.
 (● experimental, — modelo teórico⁽⁴²⁾, ---- correlación⁽³²⁾)

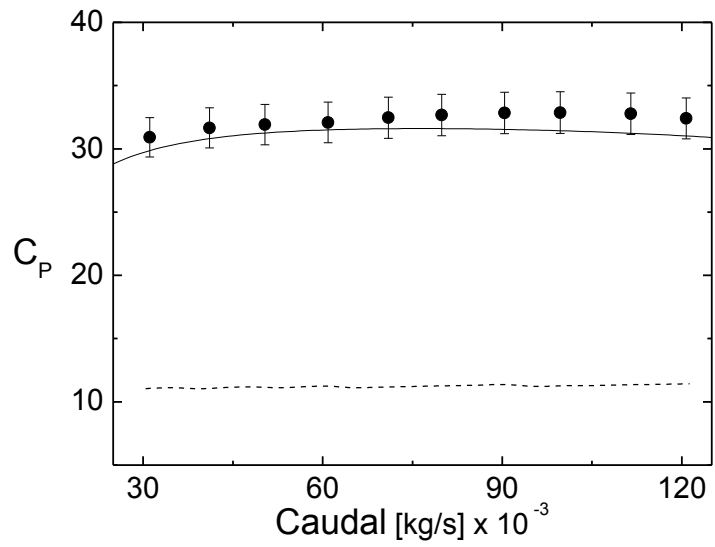


Figura 43: C_p vs \dot{m} para $\alpha = 70^\circ$ calculado por diferentes métodos.
 (● experimental, — modelo teórico⁽⁴²⁾, ---- correlación⁽³²⁾)

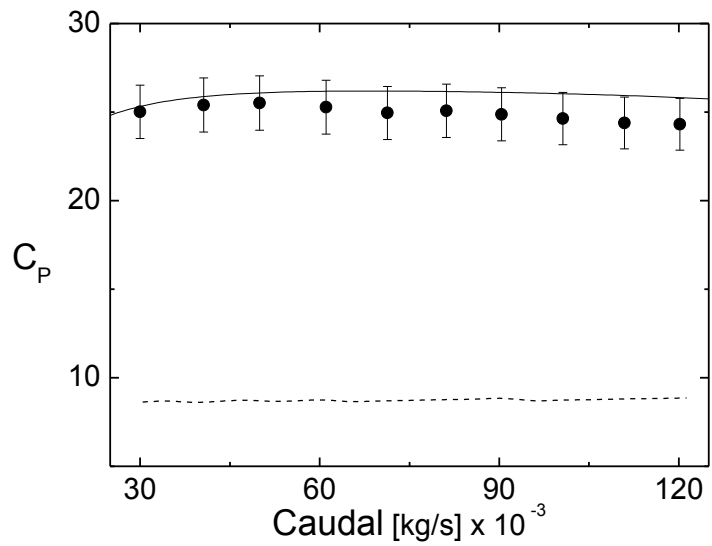


Figura 44: C_p vs \dot{m} para $\alpha = 60^\circ$ calculado por diferentes métodos.
 (● experimental, — modelo teórico⁽⁴²⁾, ---- correlación⁽³²⁾)

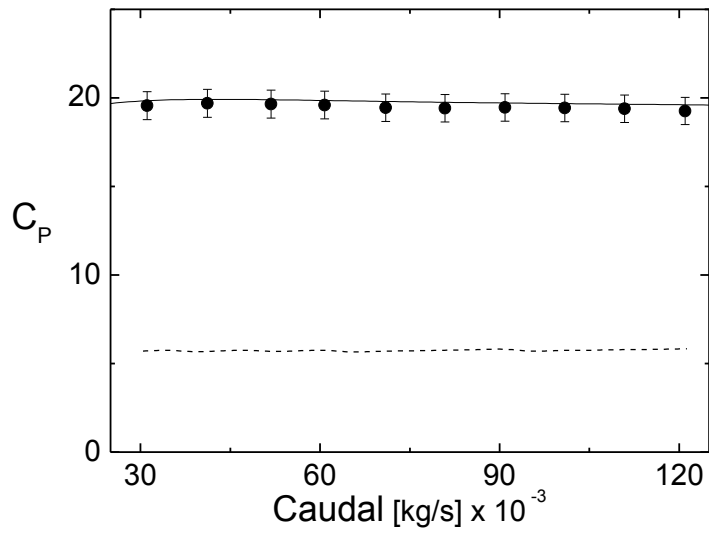


Figura 45: C_p vs \dot{m} para $\alpha = 50^\circ$ calculado por diferentes métodos.
 (● experimental, — modelo teórico⁽⁴²⁾, ---- correlación⁽³²⁾)

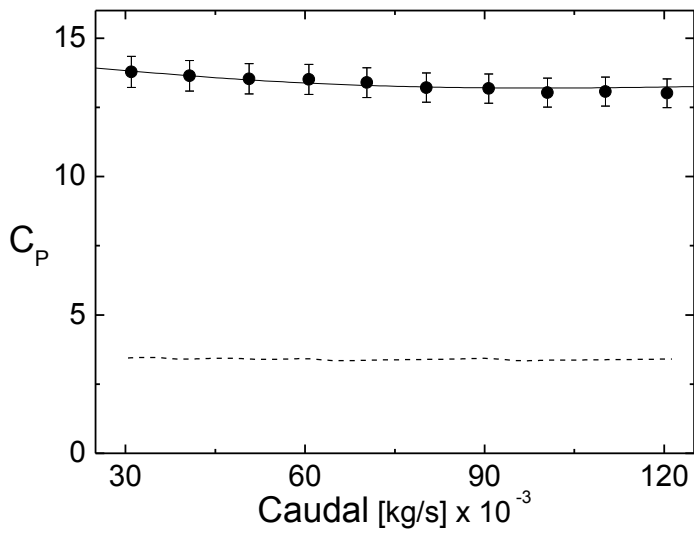


Figura 46: C_p vs \dot{m} para $\alpha = 40^\circ$ calculado por diferentes métodos.
 (● experimental, — modelo teórico⁽⁴²⁾, ---- correlación⁽³²⁾)

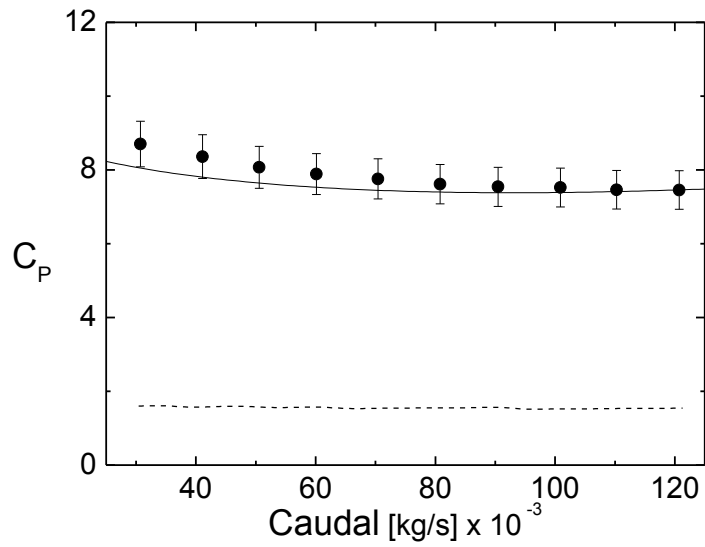


Figura 47: C_p vs \dot{m} para $\alpha = 30^\circ$ calculado por diferentes métodos.
 (● experimental, — modelo teórico⁽⁴²⁾, ---- correlación⁽³²⁾)

III.1.c Análisis considerando la curvatura de las líneas de corriente (Velocidad constante en el gap)

Presentaremos un modelo basado en considerar el balance de fuerzas en un volumen de control en la zona del gap entre barras, es decir $\theta \approx 90^\circ$ (Fig. 43).

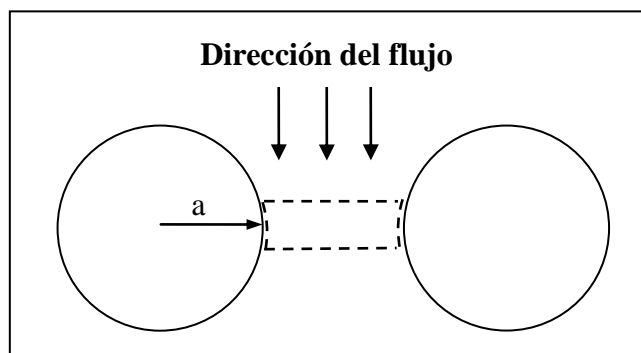


Figura 48: Volumen de control para el gap ente las barras, para el análisis teórico del C_p .

Para ello comenzaremos teniendo en cuenta la demostración realizada por Thomson (Lord Kelvin), quien enuncia que en un fluido sin fricción, homogéneo y sin fuerzas aplicadas, la circulación a lo largo de una línea fluida cerrada permanece constante con respecto al tiempo. Por esto en un fluido homogéneo o barotrópico la densidad dependerá solamente de la presión.

Una de las relaciones necesarias para considerar la curvatura de las líneas de corriente es la existente entre la rotación del fluido, que es una propiedad puramente cinemática, y alguna de las propiedades termodinámicas del mismo. Se asume por simplicidad que el flujo es estacionario, sin fricción, y que todas las propiedades del fluido varían de un modo continuo de un punto a otro. Entonces se considera al flujo como bidimensional.

Para analizar ahora la influencia de la curvatura de una línea de corriente, como sucede en las proximidades de la superficie de la barra, es conveniente trabajar con un sistema de coordenadas “curvilíneo” compuesto por líneas de corriente “curvadas” por la presencia de la barra y un sistema de líneas normales a esas líneas de corriente (Figura 49).

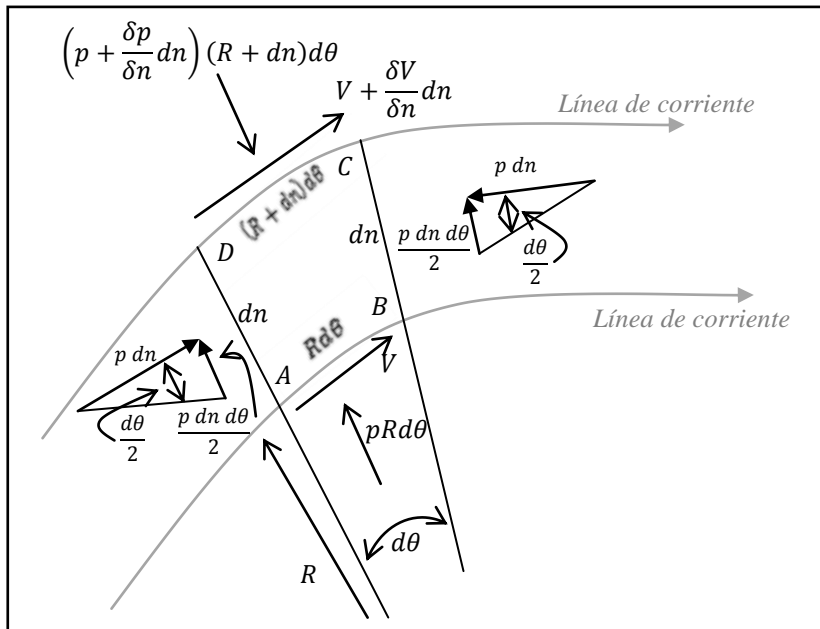


Figura 49: Distribución de fuerzas y velocidades para una partícula fluida en un sistema de coordenadas de que sigue las líneas de corriente.

Primero se calcula la rotación del elemento ABCD. Se tiene que la integral de línea de la velocidad a lo largo de BC y DA es igual a 0. Entonces despejando término de orden superior:

$$d\Gamma = V R d\theta - \left(V + \frac{\delta V}{\delta n} dn \right) (R + dn) d\theta = - \left(R \frac{\delta V}{\delta n} + V \right) d\theta dn \quad (21)$$

O, siendo lo mismo:

$$2\omega = \frac{d\Gamma}{dA} = \frac{d\Gamma}{R d\theta dn} = - \frac{\delta V}{\delta n} - \frac{V}{R} \quad (22)$$

donde R es el radio de curvatura de las líneas de corriente.

Si ahora se aplica la segunda ley de movimiento de Newton en dirección normal n a las líneas de corriente, la masa del elemento es $\rho R d\theta dn$, y su aceleración hacia el centro de curvatura de la línea de corriente es la expresión de la aceleración centrífuga $\frac{v^2}{R}$. Ante la ausencia de fricción y de fuerzas volumétricas en el cuerpo, la única fuerza que actúa es la presión. En la Figura 49 se observa que la fuerza que actúa hacia el centro de curvatura puede expresarse mediante la expresión:

$$\left(p + \frac{\delta p}{\delta n} dn \right) (R + dn) d\theta - p R d\theta - 2 \left(p dn \frac{d\theta}{2} \right) \quad (23)$$

que simplificando queda:

$$\frac{\delta p}{\delta n} R dn d\theta \quad (24)$$

Teniendo en cuenta que la fuerza sea igual al producto de la masa por la aceleración, se obtiene al gradiente normal de presión en la dirección n perpendicular a las líneas de corriente. Este se puede hacer corresponder al volumen de control de la Figura 48 como^[33]:

$$\frac{dp}{dn} = \frac{\rho v^2}{R} \quad (25)$$

En el gap entre barras ($x = 0$), la coordenada y coincide con la dirección n normal a las líneas de corriente, es decir:

$$\frac{dp}{dy} = \frac{\rho v^2}{R(y)} \quad (26)$$

Para simplificar fijamos el origen de coordenadas en el centro del gap entre las dos barras (Figura 50). En este caso el radio de curvatura de las líneas de corriente $R(y)$ es a en la pared de la barra donde $y = \frac{\varepsilon}{2}$, e infinito en el centro del gap donde $y = 0$.

Si suponemos una variación lineal de $R(y)^{-1}$, y asumiendo a la velocidad entre las barras como constante satisfaciendo la conservación de la masa se tiene:

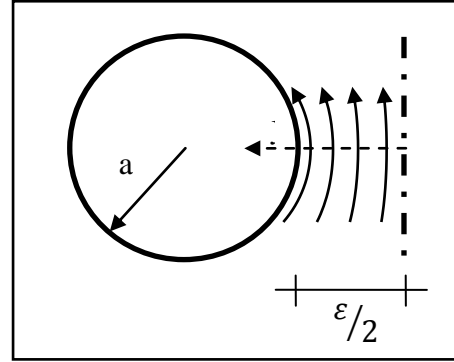


Figura 50: Radio de curvatura de las líneas de corriente y origen de coordenadas en el gap entre barras.

$$\bar{v} = v_{\infty} \frac{A_{\infty}}{A_g} \quad (27)$$

donde A_{∞} y A_g son las áreas en la entrada a la Sección de prueba II y el área entre las barras respectivamente (en nuestro experimento $\frac{A_{\infty}}{A_g} = 6.43$), entonces integrando la ec. (26) queda:

$$p_{(0)} - p_w = \frac{\varepsilon}{4a} \rho \bar{v}^2 \quad (28)$$

donde p_w es la presión en la superficie de la barra.

De la ecuación de Bernoulli tenemos:

$$p_{\infty} + \frac{1}{2} \rho v_{\infty}^2 = p_{(0)} + \frac{1}{2} \rho \bar{v}^2 \quad (29)$$

Combinando (1), (28) y (29) obtenemos una primera relación que proviene de considerar una velocidad constante en el gap:

$$C_{D(\theta=90^\circ, \alpha=90^\circ)} = 1 - \left(1 + \frac{\varepsilon}{2a}\right) \left(\frac{A_\infty}{A_g}\right)^2 \quad (30)$$

lo que corresponde a un valor de $C_D(\theta = 90^\circ, \alpha = 90^\circ) = -48$, muy cercano al resultado experimental de -51 ± 1.2 .

El modelo obtenido puede extenderse para $30^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$, al considerar que la sección transversal de una barra inclinada es una elipse con el semieje menor a , y semieje mayor $\frac{a}{\text{sen } \alpha}$, cuyo radio de curvatura en $\theta = 90^\circ$ es $\frac{a}{\text{sen}^2 \alpha}$. Del mismo modo, el área transversal en el gap, A_g , se incrementa en un factor $\frac{1}{\text{sen } \alpha}$, debido a la inclinación de las barras. Suponiendo entonces que podemos aproximar el flujo en el gap entre barras circulares inclinadas como el flujo en el gap entre barras elípticas perpendiculares al flujo, la ecuación (30) puede extenderse a:

$$C_D(\theta = 90^\circ, \alpha) = 1 - \text{sen}^2 \alpha \left(1 + \frac{\varepsilon}{2a} \text{sen}^2 \alpha\right) \left(\frac{A_\infty}{A_g}\right)^2 \quad (31)$$

III.1.d Análisis considerando la curvatura de las líneas de corriente (Variación de velocidad en el gap)

Con las mismas consideraciones del punto anterior, e iniciando el análisis a partir de la Eq. (26), asumimos ahora según la ecuación de Bernoulli, un perfil transversal de velocidad en el gap que satisface:

$$\rho v_{(y)}^2 = 2 [p_{(0)} - p_{(y)}] \quad (32)$$

Dadas las características irrotacionales en la región no viscosa, donde en este caso hacemos coincidir a $p_{(0)}$ con la presión de estancamiento como:

$$p_0 = p_\infty + \frac{1}{2} \rho v_\infty^2 \quad (33)$$

Para simplificar nuevamente fijamos el origen de coordenadas en el centro del gap entre las dos barras (Figura 50). En este caso el radio de curvatura de las líneas de corriente $R_{(y)}$ es a en la pared de la barra ($y = \frac{\varepsilon}{2}$), e infinito en el centro del gap ($y = 0$). Si suponemos una variación lineal de $R_{(y)}^{-1}$, entonces la ec. (26) queda:

$$\frac{dp}{dy} = -4 (p_0 - p) \frac{y}{a \varepsilon} \quad (34)$$

Integrando (34) se obtiene:

$$p_0 - p = C \exp\left(\frac{2 y^2}{a \varepsilon}\right) \quad (35)$$

donde C es una constante de integración que será determinada teniendo en cuenta las consideraciones de la conservación de la masa.

Al considerar una variación lineal de la curvatura de las líneas de corriente, el correspondiente perfil de velocidades en el gap es:

$$v_{(y)} = \sqrt{\frac{2 C}{\rho_\infty} \exp\left(-\frac{y^2}{a \varepsilon}\right)} \quad (36)$$

Integrando la ec. (36) en todo el gap entre las barras se obtiene que:

$$C = \frac{1}{2} \kappa \rho \bar{v}^2 \quad (37)$$

El coeficiente κ de la ec. (37) es:

$$\kappa = \left[\int_{-1/2}^{1/2} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{a} \xi^2\right) d\xi \right]^{-2} \quad (38)$$

Calculando numéricamente para $\frac{\varepsilon}{a} = 0.3683$, resulta $\kappa = 1.066$.

Combinando la ec. (33) con (27) queda:

$$C_D(\theta = 90^\circ, \alpha = 90^\circ) = 1 - \kappa \left(\frac{A_\infty}{A_g}\right)^2 \exp\left(\frac{\varepsilon}{2a}\right) \quad (39)$$

obteniéndose un valor de $C_D(\theta = 90^\circ, \alpha = 90^\circ) = -51.7$, que concuerda muy bien con el resultado experimental de -51 ± 1.2 .

Del mismo modo que en el caso anterior, el modelo obtenido también puede extenderse para $30^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$, al considerar que la sección transversal de una barra inclinada es una elipse con el semieje menor a , y semieje mayor $\frac{a}{\sin \alpha}$, cuyo radio de curvatura en $\theta = 90^\circ$ es $\frac{a}{\sin^2 \alpha}$. Entonces en este caso la ecuación (39) puede extenderse a:

$$C_D(\theta = 90^\circ, \alpha) = 1 - \kappa_{(\alpha)} \left(\frac{A_\infty}{A_g}\right)^2 \sin^2 \alpha \exp\left(\frac{\varepsilon}{2a} \sin^2 \alpha\right) \quad (40)$$

donde:

$$\kappa_{(\alpha)} = \left[\int_{-1/2}^{1/2} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{a} \sin^2(\alpha) \xi^2\right) d\xi \right]^{-2} \quad (41)$$

Se observa en la Figura 51 la evaluación numérica de la ec. (41) para $30^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$, y para la separación entre barras ε y un radio de barras a del experimento.

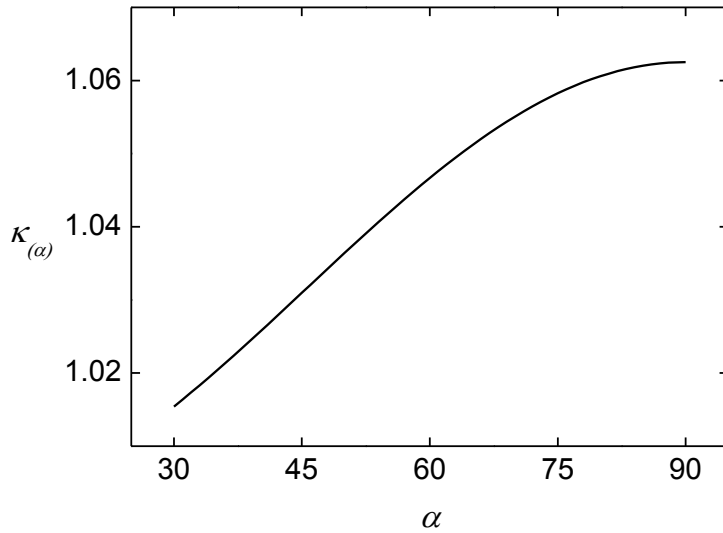


Figura 51: Coeficiente $\kappa_{(\alpha)}$ en $30^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$.
Evaluación numérica (—).

En la Figura 52 se compara los valores experimentales promediados para los diferentes caudales medidos para $\theta = 90^\circ$, con los calculados con la ec. (40), observándose una excelente acuerdo.

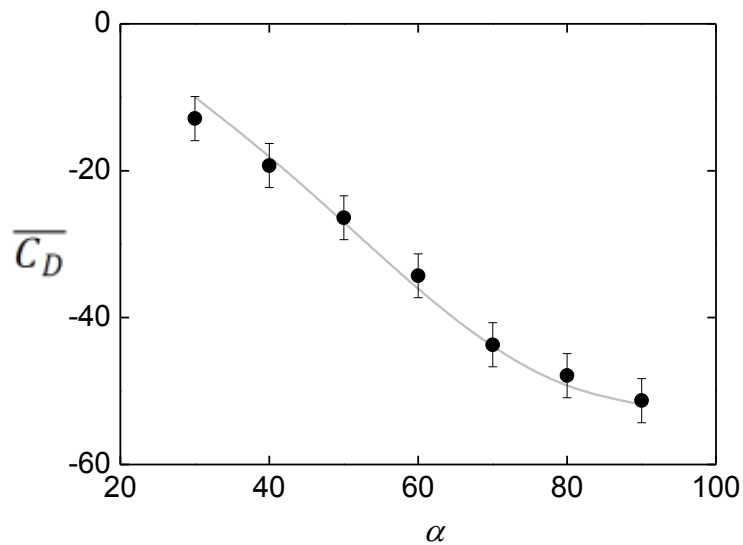


Figura 52: Dependencia del $\overline{C_D}$ para $\theta = 90^\circ$ (●) con respecto al ángulo de inclinación de las barras α . Cálculo con la ec. (40) (—).

III.1.e Análisis teórico extendido

En la Figura 53 se muestran nuevamente los resultados obtenidos de la variación del $\overline{C_D}$ en función del ángulo de inclinación α . Se muestra con (●) los valores de $\overline{C_D}$ calculado con datos experimentales y con (—) al ajuste correspondiente mediante la utilización de las ecs. (31) o (40). En la misma figura se muestra con (▲) al valor del coeficiente $\overline{C_P}$ calculado como promedio entre los valores de $0.030 \text{ kg/s} < \dot{m} < 0.12 \text{ kg/s}$.

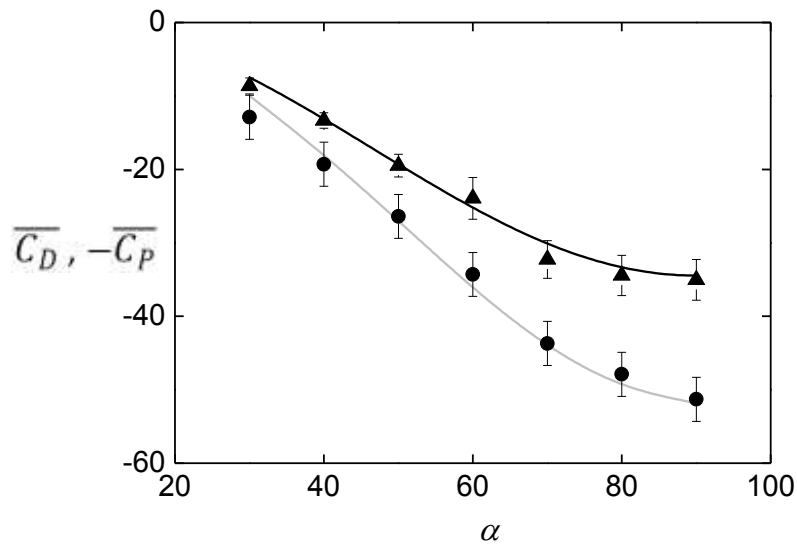


Figura 53: Dependencia del $\overline{C_D}$ para $\theta = 90^\circ$ (●) y el promedio del $\overline{C_P}$ para diferentes caudales medidos (▲), con respecto al ángulo de inclinación de las barras α . Cálculo con la ec. (40) (—), cálculo con la ec. (42) (—).

Al observar las tendencias de los resultados del cálculo del $\overline{C_D}$ y del $\overline{C_P}$, puede decirse que ambos tienen comportamientos similares. Basándonos en esta observación, se propone para C_P una relación funcional de similares características a la obtenida en (31):

$$C_{P(\alpha, Re)} = P_1 \text{sen}^2 \alpha (1 + P_2 \text{sen}^2 \alpha) - 1 \quad (42)$$

donde P_1 y P_2 son coeficientes que ajustaron con los resultados experimentales, y que en general dependerán del Re . En la Tabla 2 se detallan los valores ajustados de ambos coeficientes, los cuales se grafican en la Figura 54 y Figura 55.

Variación de P_1 y P_2 con respecto al Re		
Re	P_1	P_2
$6.10 \cdot 10^3$	32.8	0.09
$5.59 \cdot 10^3$	32.6	0.112
$5.08 \cdot 10^3$	32.4	0.127
$4.83 \cdot 10^3$	32.3	0.144
$4.58 \cdot 10^3$	32.3	0.145
$4.07 \cdot 10^3$	32.5	0.139
$3.56 \cdot 10^3$	33.2	0.112
$3.05 \cdot 10^3$	34.1	0.0713
$2.54 \cdot 10^3$	35.0	0.0313
$2.29 \cdot 10^3$	36.7	-0.052

Tabla 2: variación de los coeficientes P_1 y P_2 .

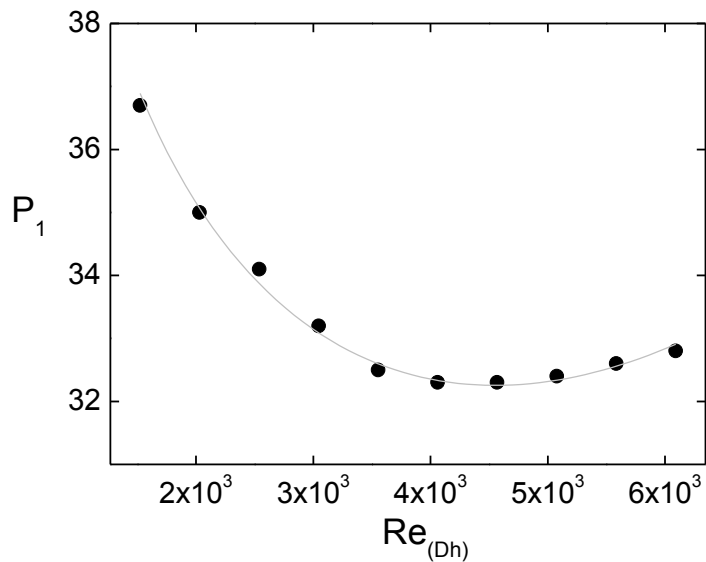


Figura 54: Coeficiente P_1 en función de $Re_{(Dh)}$ de la ec. (42). Siendo (●) los datos calculados, (—) el ajuste de función.

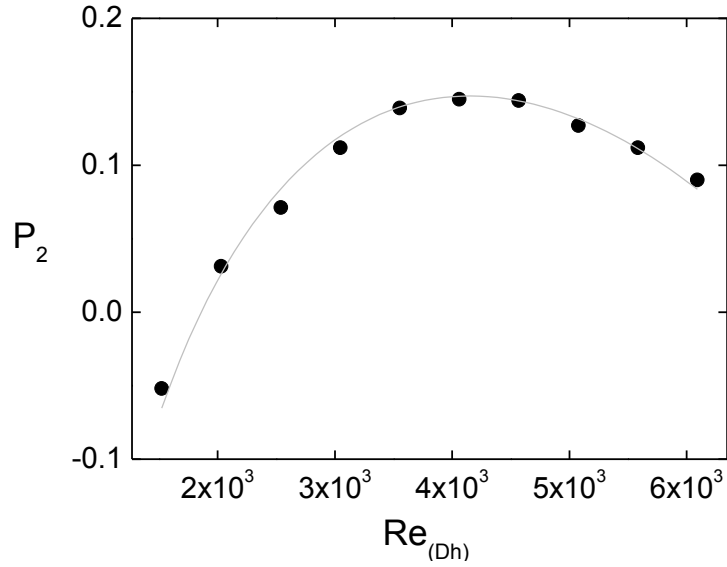


Figura 55: Coeficiente P_2 en función de $Re_{(Dh)}$ de la ec. (42).
Siendo (●) los datos calculados, (—) el ajuste de función.

Las siguientes correlaciones empíricas permiten el cálculo rápido de P_1 y P_2 :

$$P_1 = B_0 + B_1 Re^2 + B_2 Re^{-1/4} \quad (43)$$

$$P_2 = B_3 + B_4 Re^2 + B_5 Re^{-1/4} \quad (44)$$

Donde al Re se lo define usando la expresión convencional del diámetro hidráulico:

$$D_h = \frac{4 \text{ Area de pasaje}}{\text{Perímetro mojado}} = \frac{(4h)(3\varepsilon)}{6h + 6\varepsilon} = \frac{2}{\frac{1}{h} + \frac{1}{\varepsilon}} \quad (45)$$

donde h es la altura de la Sección de prueba II y ε es la separación entre las barras. Como en el experimento se tiene que $\varepsilon \ll h$, donde $\varepsilon = 2 \text{ mm}$ y $h = 100 \text{ mm}$, se considera que el cociente $\frac{1}{h} \rightarrow 0$, por lo que queda:

$$D_h = \frac{2}{\frac{1}{\varepsilon}} = 2\varepsilon \quad (46)$$

Si ahora se calcula al número de Reynolds como:

$$R_{e(D_h)} = \frac{\rho v D_h}{\mu} \quad (47)$$

Considerando $v = \bar{v}_\infty$ se obtiene:

$$R_{e(D_h)} = \frac{\bar{v}_\infty 2 \varepsilon}{\bar{v}} \quad (48)$$

donde $\bar{v} = \frac{\bar{\mu}}{\bar{\rho}}$. Si se considera que $\bar{v}_\infty = \frac{\dot{m}}{\bar{\rho} A_\infty}$, donde $\bar{\rho}$ es la densidad media del fluido y A_∞ es el área, todos tomados al ingreso de la Sección de prueba II, se tiene que:

$$R_{e(D_h)} = \frac{\dot{m} 2 \varepsilon}{\bar{\rho} A_\infty \bar{v}} \quad (49)$$

Los coeficientes B_i de las ecs. (43) y (44) resultan:

$$\begin{aligned} B_0 &= 6.66 \\ B_1 &= 1.35 \cdot 10^{-7} \\ B_2 &= 1.87 \cdot 10^2 \\ B_3 &= 1.5 \\ B_4 &= -7.74 \cdot 10^{-9} \\ B_5 &= -9.67 \end{aligned}$$

Los resultados teóricos de este modelo extendido se presentan junto con los resultados experimentales desde la Figura 41 hasta la Figura 47. Puede observarse que los ajustes son mucho mejores que las correlaciones empíricas previas.

III.2 Principio de independencia (comparaciones teóricas)

Como se mostró en el capítulo anterior, en base a los resultados experimentales, se observó que no se cumple con el principio de independencia conjeturado por algunos investigadores. Los modelos teóricos desarrollados en este capítulo pueden también confrontarse con esta conjetura. Normalizando la ecuación (42) con la velocidad normal al eje de las barras, resulta:

$$C_{P_n}^* = P_1 + P_1 P_2 \text{sen}^2 \alpha \quad (50)$$

El segundo término es el responsable de la violación del principio de independencia. En la Figura 56 se grafica la ecuación (50) en función de α , donde se observa el grado de dependencia del coeficiente normalizado, el cual se acentúa a medida que aumenta el Re .

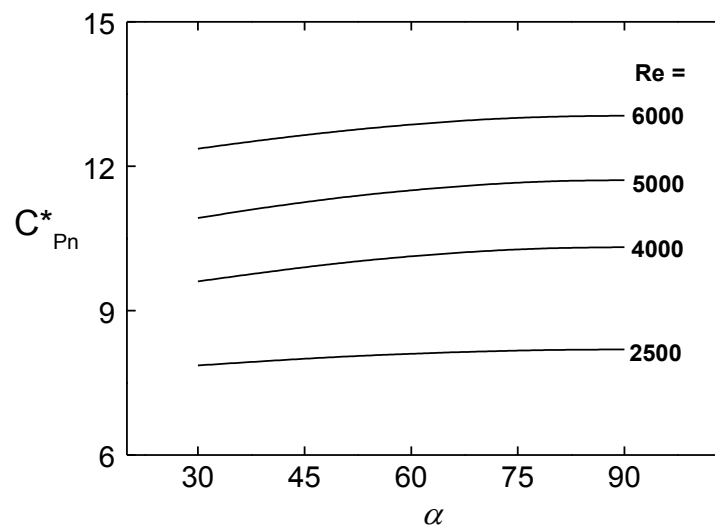


Figura 56: Análisis del principio de independencia en base al modelo desarrollado en el presente trabajo. $C_{P_n}^*$ en función de α parametrizado para Re .

- [31] *Handbook of hydraulic resistance, coefficients of local resistance and friction*, U. S. Department of commerce, National Technical Information Service, AEC-TR-6630, (1960).
- [32] *Mecánica de fluidos*, White F. M., McGraw-Hill, Mexico, (1996).
 En dos dimensiones la condición de irrotacionalidad se reduce a:

$$w_z = 0 = \frac{\delta v}{\delta x} - \frac{\delta u}{\delta y} = \frac{\delta}{\delta x} \left(-\frac{\delta \Psi}{\delta x} \right) - \frac{\delta}{\delta y} \left(-\frac{\delta \Psi}{\delta y} \right) = -\nabla^2 \Psi(x, y)$$
- [33] *The dynamics and thermodynamics of compressible fluid flow Vol. I*, A. H. Shapiro, The Ronald press company, New York, (1953), p. 281.
- [34] *Analytical solutions for uniform potential flow past multiple cylinders*, D. Crowdy, European Journal of Mechanics B 25, 459–470, (2006).
- [35] *Experimental Investigation of the effects of extended surfaces on the performance of tube banks in cross flow*, M. Fahmi – Mohamed S. El-Shobokshy, J. King Saud. Univ. Eng. Sci. Conf., 1, 213-228, Riyadh, (1989).
- [36] *Optimization of the number of spacers in a nuclear fuel bundle with respect to flow-induced vibration*, K. Kishor, A. Meher y R. Rama, Nuclear Engineering and Design, 236, 2348-2355, (2006).
- [37] *Evaluation of the forces generated by cross-flow on PWR fuel assembly*, J. Peybernès, IAEA-TECDOC-1454, 13, (2005).
- [38] *Essentials of Fluid Dynamics*, L. Prandtl, London, Blackie & Son Ltd, (1952).
- [39] *Laminar boundary-layer separation over a circular cylinder in uniform shear flow*, T. Wu y C. Chen, Acta Mechanica 144, 71-82, (2000).
- [40] *Spanwise length effects on three-dimensional modeling of flow over a circular cylinder*, C. Lei, L. Cheng, K. Kavanagh, Computer methods in applied mechanics and engineering 190, pp. 2909-2923, (2001).

- [41] *Polar profile of the wall pressure on cylindrical bars in yawed gas flow*, R. G. Marino, V. Herrero, N. Silin, J. Converti, A. Clause, Latin American Applied Research, MS 39-09, Aceptado el 10 de septiembre de 2009, en prensa.
- [42] *Direct numerical simulation of three-dimensional flow past a yawed circular cylinder of infinite length*, M. Zhao, L. Cheng, T. Zhou, Journal of fluid and structures 25, pp. 831-847, (2009).

Los estudios teóricos experimentales de flujo oblicuo gaseoso sobre un arreglo de barras permitieron ampliar los modelos de flujo potencial, de modo tal que se obtuvo una teoría semiempírica específica para este fenómeno lo suficientemente generalizada. Esta teoría permite estimar la pérdida de carga entre posiciones aguas arriba y aguas abajo del obstáculo y también sobre la pared de las barras inclinadas. La dependencia del número de Reynolds de las ecuaciones halladas permite aplicar los resultados en otras geometrías similares, lo que las convierte en una excelente herramienta predictiva para el diseño de reactores avanzados compactos de alta densidad de potencia.

Los dispositivos experimentales permitieron conocer y analizar el comportamiento del “flujo oblicuo”, obteniendo mediciones precisas y que representaron el fenómeno físico buscado. Se observó que el segundo experimento se ajustó a las necesidades a evaluar, y que podrá ser utilizado en siguientes investigaciones referidas a aspectos térmicos del mecanismo de refrigeración.

Se observó que los parámetros representativos a tener en cuenta para el análisis de flujos oblicuos deben ser el mínimo subcanal fluidodinámico representativo, la pérdida de carga de la obstrucción, la distribución de presiones en la superficie de la barra y el ángulo de ataque.

El mínimo subcanal fluidodinámico del segundo experimento^[51], constituido por dos barras cilíndricas enteras y dos medias barras en las paredes del canal, permitió evaluar correctamente los aspectos físicos relacionados con el flujo oblicuo. Deberá ser tenido en cuenta para experiencias relacionadas con aspectos térmicos y de ser posible, en su interacción con la neutrónica.

Se midió la distribución polar de presiones alrededor de las barras con flujo cruzado para diferentes ángulos $30^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$ y $12.06 \frac{m}{seg} \leq \bar{v}_\infty \leq 30.81 \frac{m}{seg}$. Los experimentos mostraron que el coeficiente de presión C_D es fuertemente influenciado por α y en menor

medida por \dot{m} . Del mismo modo, se observó que el C_D en la parte posterior de la barra puede ser correlacionado linealmente con α .

El desprendimiento de la capa límite, para las condiciones de las mediciones, se adelanta hasta $\theta = 112.5^\circ \pm 1^\circ$, por efecto de la contracción del canal y las proximidades de las otras barras. Este aspecto deberá ser tenido en cuenta al momento del diseño del combustible en lo referente a la superficie de intercambio de calor y refrigeración del mismo. Del mismo modo, a menores α , la capa límite permanece adherida hasta mayores θ debido al perfil más aerodinámico que se opone al fluido (elipses).

Para la condición de flujo perpendicular, $\alpha = 90^\circ$, el experimento fue comparado con la teoría de flujo potencial estándar para flujo no viscoso, encontrándose que la misma subestima el valor absoluto del coeficiente de presión. En desarrollos analíticos recientes^[34], se ha podido utilizar esta teoría para el cálculo de arreglos de barras sometidas a flujo perpendicular. Sin embargo, el modelo basado en la curvatura de las líneas de corriente en el gap entre las barras, ha permitido obtener excelentes resultados.

Se midió para diferentes ángulos de inclinación y caudales máxicos la distribución polar de la presión en la superficie de las barras sometidas a flujo oblicuo. El experimento mostró que existe una fuerte dependencia del C_D con respecto al ángulo de inclinación de las barras (α) y en menor medida una dependencia con el caudal ($45 \text{ g/seg} \leq \dot{m} \leq 120 \text{ g/seg}$). El modelo basado en la curvatura de las líneas de corriente en el gap permitió obtener excelentes resultados para el $C_{D(\theta=90^\circ)}$ para diferentes ángulos $30^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$.

Las correlaciones existentes en la bibliografía^[31], y de uso común en ingeniería, presentaron significativas diferencias con los resultados experimentales. Los modelos obtenidos en el presente trabajo logran resultados más exactos. Los mismos tienen una aplicación segura para $30^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$ y $1530 \leq Re \leq 6100$, pudiendo ser extrapolados para valores cercanos, pero con el consecuente aumento de los errores y pérdida de precisión.

Para el diseño fluidodinámico del combustible del reactor nuclear refrigerado a gas propuesto (Apéndice 4 – Figura 68) deberán ser tenidos en cuenta los modelos desarrollados en el presente trabajo, como así también para el dimensionamiento de los componentes que tengan relación directa con la pérdida de carga en el combustible. De pretender utilizarse el concepto de flujo oblicuo como criterio de refrigeración se recomienda lograr el efecto mediante la inclinación de las barras, y no mediante la utilización de contracciones y/o orientadores de flujos, ya que con la segunda opción a las pérdidas de carga en las barras deben sumarse las pérdidas de carga en las contracciones y expansiones de entrada y salida y en los orientadores de flujo. Esta última opción podría ser tomada en cuenta en el caso que estas pérdidas de carga no influyan significativamente en la potencia de bombeo requerida para el reactor.

De los resultados obtenidos experimentalmente se observa una cierta invarianza para $\theta > 90^\circ$, pudiendo considerar una violación del “principio de independencia”^[30] para el caso de un arreglo de barras como el del presente trabajo.

Apéndice 1: Detalles de la historia de los reactores refrigerados por gas (Gas Cooled Reactor GCR)

A.1 Los reactores GCR de Primera generación.

Según la definición de GEN IV^[43], aquellos reactores que convergieron a un diseño que podía ser desarrollado comercialmente fueron los denominados de “primera generación”. En reactores refrigerados a gas se desarrollaron diversos prototipos hasta que se consolidó un diseño dominante llamado tipo MAGNOX.

A.1.a El primer reactor de potencia.

En esos tiempos se construyó el primer reactor con un objetivo final específico, el de obtener Plutonio, al que se lo llamó X-10. El mismo se enmarcó dentro del proyecto Manhattan. En un período muy corto (11 meses) se construyó en Oak Ridge (Figura 57) la primera fase piloto del reactor de producción de Plutonio. Del mismo modo, se pretendía dominar la técnica para la separación de Plutonio a partir de ensayos en pequeña escala (gramos)^[44]. Posteriormente, en Hanford se instalaron los reactores para la producción de Plutonio a gran escala.

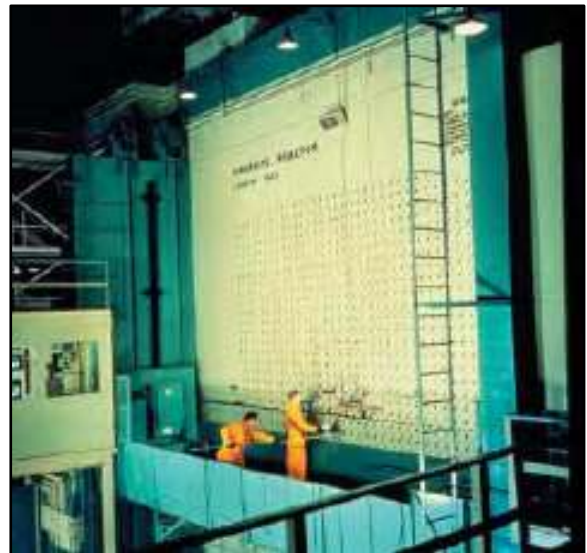


Figura 57: Fase piloto de Oak Ridge, considerado como el primer reactor de potencia refrigerado a gas.^[46]

La fase piloto de Oak Ridge tenía moderador de grafito con combustibles dispuestos en barras de uranio metálico natural, envainado en aluminio y refrigerado por aire a circuito abierto. Esta configuración fue la evolución natural del diseño de la rudimentaria “pila de Fermi”. Este reactor que tenía una potencia térmica de 3.5 MWth, fue el primero de potencia construido por el hombre y, a diferencia de la mayoría de los reactores actuales, Oak Ridge era refrigerado a gas.

A.1.b El primer diseño de central nuclear.

Finalizada la segunda guerra mundial, antes de que fuera creada la Comisión de Energía Nuclear de los Estados Unidos (US-AEC), la energía nuclear siguió siendo manejada exclusivamente por el comando militar responsable del proyecto Manhattan. Durante este periodo de transición de una conducción militar a una civil, comenzó a vislumbrarse la potencialidad de la energía nuclear para la producción de energía eléctrica.



Figura 58: Dr. Farrington Daniels (1889-1972)^[47]

Con dicho objetivo, el mando militar apoyó un concepto desarrollado por el laboratorio de metalurgia (posteriormente el Laboratorio Nacional de Argonne) liderado por el Dr. Farrington Daniels^[45] (Figura 58) quien poseía un sólido conocimiento tanto de energía nuclear como de gases a alta temperatura. De este concepto, nace el reactor conocido como la “Pila de Daniels”. Este era un reactor refrigerado por Helio, moderado por Berilio en un arreglo de celda hexagonal con canales de refrigeración circulares, y con una temperatura de la salida del núcleo de 760°C. El combustible de dicho reactor era una dispersión de partículas de UO_2 en una matriz de grafito^[48]. En la etapa de operación, las primeras muestras que se irradiaron mostraron que el combustible propuesto liberaba una gran fracción de los gases de fisión, sufriendo de este modo grandes deformaciones. Por esto, evitar las deformaciones, se propone el desarrollo de “microesferas” de combustible. En el año 1947, Daniels propone para el núcleo de su reactor como de lecho de microesferas refrigerado por gas (Helio en su propuesta)^[49]. Más tarde se conocerá como un núcleo del tipo de “lecho de bolas”.

Si bien este reactor era muy avanzado para la época, ya en el año 1947 se generalizaba la opinión que el proyecto no se encaminaba a un resultado concreto. Muestra de esto es que en un informe de septiembre de 1947 ya se especulaba con el cierre del mismo^[45]. Habiendo sido creada en enero del año 1948, la US-AEC decide detener los trabajos en la

pila de Daniels. Esta decisión, muy cuestionada en su momento, coincidió con el surgimiento de grandes esfuerzos orientados hacia el desarrollo de un reactor refrigerado por agua liviana a presión y Uranio enriquecido, con la finalidad de proveer propulsión a submarinos^[50].

Debido a que un reactor de grafito, por sus grandes dimensiones no puede entrar dentro del casco de un barco, durante el año 1947, el almirante Hyman G. Rickover reorientó los estudios nucleares vigentes hasta ese momento para ser aplicados en la propulsión naval^[51]. Fue así que durante su gestión, Rickover consiguió que el contratista de ingeniería de la pila de Daniels trabajara en el diseño de un reactor para un submarino, para lo que se utilizó los fondos de la pila de Daniels aún antes de la cancelación del proyecto^{[45][51]}.

Al finalizar definitivamente el proyecto de la pila de Daniels, se dio inicio rápidamente al desarrollo de un reactor para la propulsión submarina con el apoyo de la US-AEC^[45], todo bajo la presión conjunta de la Marina de los Estados Unidos y de la Secretaría de Defensa del mismo país^[51].

Si ahora consideramos que los reactores CANDU utilizan con agua pesada y tubos de presión el concepto de los reactores de agua liviana, y que los BWR pueden ser vistos como un PWR de ciclo directo, puede decirse que la totalidad de los actuales reactores nucleares para la generación de energía eléctrica se originaron con el desarrollo del reactor para propulsión submarina. Es decir, que puede marcarse a ese momento como el de finalización del interés por el desarrollo de reactores refrigerados a gas, cambiando el rumbo hacia los reactores de agua a presión.

A.1.c Las centrales duales

Con el avance de la guerra fría, la producción de armas atómicas demandó una gran producción de Plutonio. Por ejemplo, en el año 1950 los Estados Unidos poseía 5 reactores para la producción de Plutonio con una potencia total de 1,250 MWth. Cinco años más tarde tenía 13 reactores del mismo tipo operando con una potencia total de 8,570 MWth, alcanzando en el año 1964 los 14 reactores con un potencia total de 36,300 MWth^[52].

Un parque nuclear de esa magnitud implica un gran costo económico, tecnológico y un gran impacto estratégico. Otros países estuvieron también interesados en desarrollar sus armas atómicas pero empleando alternativas más económicas. Es así entonces que se comienza a pensar en desarrollar centrales duales que les permitieran generar a la vez Plutonio para las armas atómicas y electricidad con fines comerciales.

De este modo, Inglaterra decidió emplear una estrategia de centrales duales, combinando la producción de Plutonio con la generación de electricidad empleando centrales refrigeradas por gas del tipo MAGNOX^{[53][54]}. Dichas centrales deben su nombre al material de las vainas (de óxido de magnesio), empleando combustible de uranio natural metálico, grafito como moderador y CO₂ como refrigerante.



Figura 59: Corte de una maqueta del reactor MAGNOX de Chapelcross. Fotografía tomada en el Museo de Ciencia de Londres.

Este gas transfiere su calor a un ciclo Rankine de agua con el que se genera electricidad. La característica principal de los primeros reactores MAGNOX es que tienen la envuelta de presión de acero, mientras que los componentes del primario (núcleo, sopladores e intercambiadores de calor) estaban conectados por cañerías (Figura 59).

En Inglaterra se construyeron inicialmente 8 reactores MAGNOX de aproximadamente 200 Mwe cada uno, 4 en Calder Hall y 4 en Chapelcross. En Mayo de 1956 el reactor de Calder Hall alcanzó los 100 MWth y 28 Mwe, razón por la cual se considera a esta como la primera central nuclear de generación eléctrica en escala comercial. Paralelamente, en Diciembre de 1957 la central de Shippingport, el primer PWR, alcanzó plena potencia. Este reactor fue diseñado originalmente con 60 Mwe (posteriormente llevada a 100 Mwe). Por su lado Francia optó también por el uso de las centrales MAGNOX en 1959. Lo hizo con los reactores de Marcoule G2 y G3, de 80 Mwe c/u.

El logro de la finalidad dual de estas centrales fue casi nula. Uno de los obstáculos fue que, mientras que la operación comercial requiere alcanzar quemados lo más alto posible de manera tal de reducir el costo de ciclo de combustible, el combustible MAGNOX permitía bajas tasas de quemado, no pudiendo superar los 5500 MWd/THM^[54]. Adicionalmente el combustible debía ser rápidamente reprocesado no solo para obtener el Plutonio, sino debido a la degradación de la vaina de óxido de magnesio una vez extraída del reactor. Otras complicaciones se presentaron en Calder Hall y Chapelcross, los que requerían ser llevados a una parada fría para realizar recambios de combustible, razón por la cual el bajo quemado generaba adicionalmente un bajo factor de carga^[54], con las consecuentes desventajas económicas.

Comparándolos con los reactores contemporáneos del tipo Light Water Reactor y Heavy Water Reactor, los reactores MAGNOX mostraron tener diferencias sustantivas respecto a la operación y seguridad. Al presentarse una pérdida de refrigerante se genera un transitorio similar a un desbalance de potencia. Esto es debido a que el coeficiente de vacío del refrigerante es prácticamente nulo, razón por la cual la dinámica se ve controlada por el coeficiente de potencia, el cual es fuertemente negativo. Este hecho motiva que los sistemas de seguridad de los reactores refrigerados a gas sean conceptualmente más sencillos, ya que nunca requerirían de una función similar a la de inyectar refrigerante en alta o baja presión como en los LWR. Otro aspecto destacable de este tipo de reactores es que la baja corrosión del primario genera una muy baja actividad del sistema y muy bajas dosis en la operación comparado con un L/HWR^[54].

Otras potencias como Japón o Italia, en los años 60, también construyeron un reactores MAGNOX de aproximadamente 150 Mwe cada uno, para posteriormente cambiar a los reactores refrigerados por agua liviana.

A.2 Los reactores refrigerados a gas de segunda generación (GCR).

A.2.a Los MAGNOX de segunda generación

De acuerdo a GEN IV^[43], la segunda generación de reactores está formada por aquellos desarrollos a partir de la consolidación de las características de diseño probadas en la primera generación.

Desde este punto de vista, se puede distinguir una segunda generación de reactores MAGNOX, a partir de la consolidación de su diseño original. En este caso orientada hacia la generación comercial de electricidad.

Esta nueva generación, como fue el caso de los reactores franceses como ingleses, terminó incorporando sucesivos cambios del tipo ^[54]:

- Empleo de un recipiente de presión de hormigón pretensado, con el objetivo de poder alcanzar mayores potencias térmicas. Anteriormente la potencia estaba limitada al mayor recipiente metálico que se podía construir.
- Diseño de un circuito primario integrado en el recipiente de hormigón, colocando adentro del recipiente tanto a los sopladores de gas como a los intercambiadores de calor (logrando de ese modo una isla nuclear más compacta).
- Mejoras en el diseño de la vaina combustible. Se buscó la manera de aumentar la superficie de intercambio de calor y poder así lograr mayor densidad de potencia.
- Poder realizar el recambio de combustibles con el reactor operando a plena potencia. Se aumentó el factor de carga, alcanzando mayores quemados con la consiguiente mejora económica.
- Combinando los cambios anteriores, se logró una mayor potencia total por reactor. Esto significa alcanzar del orden de los 500 a 600 Mwe por planta.

Con esta segunda generación de reactores MAGNOX se alcanzó un menor costo de generación de electricidad que sus predecesores. Por ejemplo, la primera central nuclear de España que alcanzó plena potencia en 1972, fue un reactor MAGNOX de segunda generación. Esta alcanzaba 480 Mwe, y fue construido por Francia. Si bien estas mejoras proporcionaban mejores resultados, en la década de los 70 los reactores LWR estaban establecidos como una tecnología de generación que parecía consolidarse como la alternativa más atractiva del momento. Fue por esto que tanto España, como Japón e Italia, continuaron su expansión nucleoelectrónica con reactores LWR.

Los últimos reactores MAGNOX de Generación II en entrar en operación alcanzaron plena potencia en 1972 en Wylfa (Inglaterra) y en Bugey -1 (Francia). En total se construyeron 37 reactores MAGNOX, sumando una potencia total de 8360 Mwe.

A partir del año 1973 Francia comenzó a desmantelar sus reactores MAGNOX, decidiendo desplegar comercialmente reactores PWR. Por su parte, Inglaterra continuó la construcción de reactores MAGNOX con el desarrollo de un segundo tipo de reactor nuclear de gas, el AGR. Sin embargo, el desmantelamiento de las unidades MAGNOX más viejas comenzó en 1988. En el presente sólo se encuentran en operación los últimos 8 MAGNOX construidos. Estos se encuentran en Dungeness, Sizewell, Oldbury y Wylfa. Fuera de Inglaterra no se conoce que exista a la fecha reactores de este tipo operando.

A.2.b Los AGR de segunda generación

Como uno de los limitantes técnicos de estos reactores era el tipo de combustible, no en sí el tipo de reactor, a principio de la década de los 60 se comprendió que se podría alcanzar una mejor performance, reemplazando el uranio metálico por uranio levemente enriquecido en forma de dióxido, con vaina de acero inoxidable en lugar de óxido de magnesio. Para esto se deberían realizar cuatro cambios importantes en los reactores de gas:

- Aumentar la temperatura de salida de los gases mediante el aumento de la potencia.

- Aumentar la máxima temperatura de fusión de vainas, lo que permite aumentar la potencia.
- Aumentar el quemado de extracción.
- Poder realizar el recambio de los combustibles con el reactor a plena potencia.

El primer reactor AGR, que introdujo estas modificaciones, alcanzó plena potencia en enero de 1963. Fue un prototipo experimental de un reactor de gas de 100 MWth y 32 Mwe en Windscale, Inglaterra.

Para compensar la pérdida de reactividad al emplear vainas de acero inoxidable, el reactor utilizaba uranio levemente enriquecido^[55] al 2.5% y alcanzaba un quemado de 10,000 MWd/THM. El reactor, al igual que la primera generación de reactores MAGNOX, tenía recipiente de presión metálico y primario con una configuración tipo loop o anillo. Si bien se lo construyó como prototipo, fue pensado para probar a la tecnología de los reactores AGR, a escala completa y operando en condiciones de reactor a plena potencia.

En el año 1967 comenzó la construcción de los primeros reactores AGR comerciales en Hinkley Point. Al mismo tiempo se construían en Inglaterra otros 4 reactores MAGNOX. Puede decirse que en la serie comercial se incorporaron las principales lecciones aprendidas con los reactores MAGNOX. Ejemplo de esto es que el recipiente de presión era de hormigón pretensado, el primario integrado todo en el mismo recipiente y con recambio continuo de elementos combustibles.

En total se construyeron 14 AGR para producción comercial de energía eléctrica. En los primeros 10 el diseño fue evolucionando con ligeras diferencias entre las plantas, todas de aproximadamente 600 Mwe. Los últimos 4 reactores corresponden a una versión estandarizada de 700 Mwe, en la que se introdujeron cambios y mejoras en los sistemas auxiliares y de seguridad del reactor, en el recipiente de hormigón y en los elementos combustibles, para lograr un reactor más seguro y robusto frente a fallas^[54].

Los últimos diseños de reactores AGR (Heysam-2 y Torness Point) lograron una eficiencia del 41% y contaron con sistemas de protección y seguridad con redundancias de

2/4 (orientado mediante el análisis probabilístico^[56]). Estos reactores podrían ser considerados como los primeros reactores de Generación 3. Asimismo son contemporáneos a los primeros reactores de Generación 3 “puros”, como es el reactor System 80+ ABB-Combustion Engineering, del que se construyeron varias plantas en Corea del Sur.

Finalmente, Inglaterra decidió discontinuar su política de desarrollar reactores comerciales distintos a los LWR, comprando su última central nuclear a Westinghouse, un reactor tipo SNUPP emplazado en Sizewell.

A.3. Los reactores de alta temperatura

A.3.a Prototipos de HTGR

Se llaman reactores de alta temperatura (HTGR) a los reactores de combustibles totalmente cerámicos (incluyendo la vaina), con el objetivo de aumentar la temperatura del gas de salida del núcleo y la eficiencia de la planta^[53]. Como se mencionó anteriormente, Daniels propuso en el año 1947 los combustibles cerámicos esféricos. Terminado su proyecto en el año 1948, estos trabajos fueron continuados por Johnson en Oak Ridge. Posteriormente en el año 1956, Sanderson and Porter Company comenzó el estudio de un reactor de alta temperatura de combustible totalmente cerámico refrigerado por Helio^[48]. Después de realizar diversas pruebas, encapsulando inicialmente el UO₂ en alúmina, se eligió la opción de encapsular el combustible en grafito pirolítico.

En el año 1956, independientemente del desarrollo en los EE.UU. se empezaron trabajos en el Reino Unido para investigar el concepto de los reactores HTGR^[48]. Después de 3 años de estudio los resultados fueron transferidos a un programa europeo y se iniciaron los trabajos para la construcción de un prototipo de HTGR llamado Dragon (Figura 60). Este reactor era un HTGR de 20 MWth que se puso a crítico en el año 1965 y contaba con refrigeración a Helio con temperatura de salida de 750 °C, esferas combustibles de carburo de uranio y torio, y recipiente de presión metálico. Este reactor operó hasta el año 1976^[57].

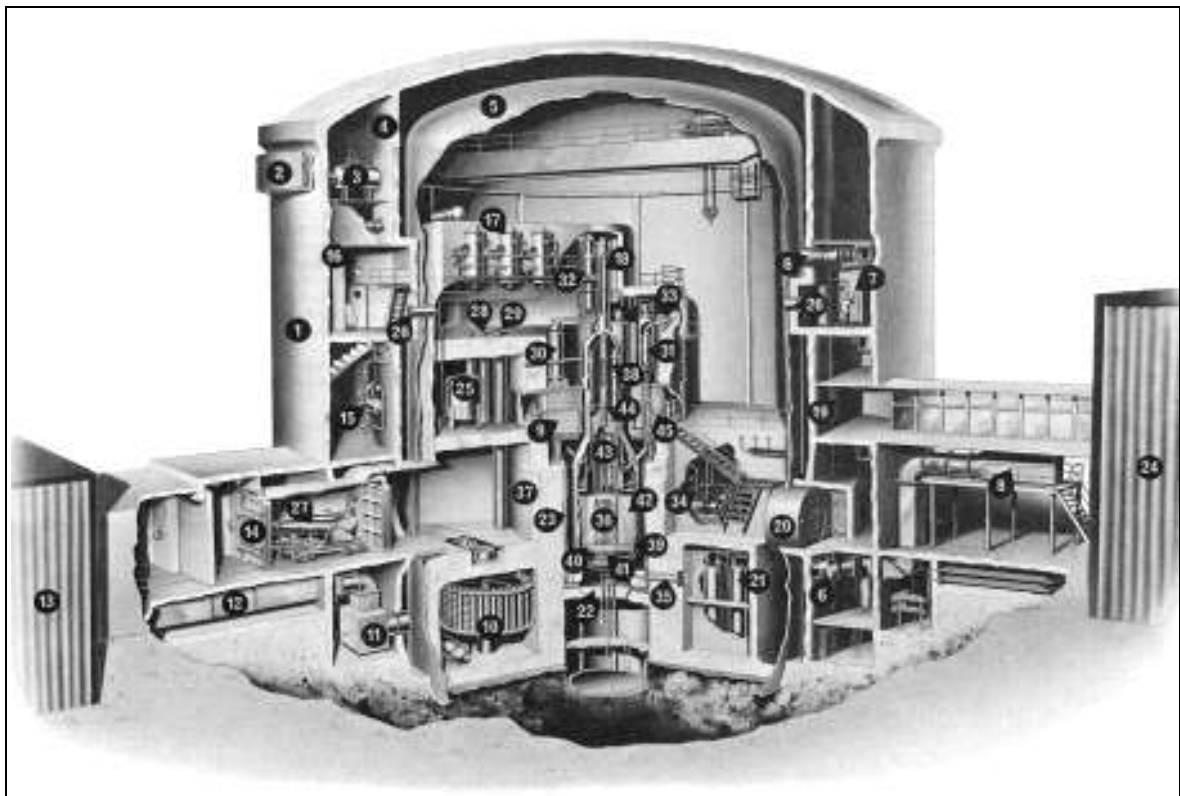
La puesta en funcionamiento del reactor Dragon aumentó el interés en los reactores HTGR y se iniciaron proyectos para construir reactores prototipos de HTGR tanto en los EE.UU. como en Alemania.

Alemania inició en el año 1959 el proyecto para construir un reactor HTGR de 15 Mwe llamado AVR, que finalmente se puso a crítico en el año 1967. Este reactor operó inicialmente con una temperatura de salida del núcleo de 850 °C y luego a 950 °C. El recipiente era metálico y los combustibles de bolas cerámicas formando un núcleo en un arreglo de lecho de bolas (llamado “pebble bed”)^[59]. Estas bolas circulaban lentamente dentro del núcleo. El reactor fue finalmente desmantelado en el año 1988.

El reactor HTGR de los EE.UU., emplazado en Peach Bottom, se puso a crítico en el año 1966 y tenía 40 Mwe. Fue detenido y desmantelado en el año 1974 debido a los altos costos de generación de electricidad. La temperatura de salida del Helio era de 725°C y el recipiente de acero inoxidable^[59].

En los reactores HTGR se ensayaron distintas tecnologías de recubrimiento cerámico a sus combustibles. Para alcanzar mejores tasas de retención de gases de fisión, se recubrió a las bolas con una capa doble (cerámica + carbón pirolítico) llamada BISO^{[53][59]}.

Tanto el reactor de Alemania como el de los EE.UU, a diferencia de la generación anterior, tenían recipiente de hormigón y el primario estaba integrado en el recipiente (como los últimos MAGNOX y los reactores AGR). El combustible del reactor de Fort St. Vrain incorporaba una tercera capa cerámica en sus combustibles de bolas (combustible TRISO) y las esferas estaban incluidas en un gran bloque prismático de grafito refrigerado por canales axiales por donde circulaba el Helio. El reactor HTGR seguía utilizando un combustible BISO con el diseño de “pebble bed”.



1	Outer concrete containment	16	Charge machine control room	31	Primary heat exchangers
2	Shut down coolers	17	Secondary heat exchangers	32	Load facility transfer flask
3	Water storage tanks	18	Charge machine	33	Primary circulator
4	Inner concrete wall	19	Personnel air lock access	34	Compressor room
5	Inner containment steel shell	20	Emergency air lock access	35	Ion chambers
6	Circulating ventilation plant	21	Helium delay bed	36	Core
7	Crane control room	22	Bottom biological shield	37	Neutron shields
8	Main ventilation inlet & filters	23	Steel-water thermal shield	38	Seal bung
9	Loose shield blocks	24	Control block	39	Main pressure vessel
10	Fuel element storage roundabout	25	Secondary coolant dump tank	40	Core bed plate
11	Ventilation exhaust filters	26	Observation windows	41	Fission product pipes
12	Ventilation exhaust to stack	27	Transit flask	42	Reflector
13	Active storage block	28	Fuel element change chute	43	Absorber rods
14	Vehicle air lock entrance	29	Fuel element discharge chute	44	Main shield plug
15	Secondary coolant control valve	30	Canning call	45	Termocuple (helium temp.)

Figura 60: Esquema del reactor Dragon^[58]

A.3.b El intento de desarrollar plantas comerciales.

Ante la necesidad de pasar a una mayor escala comercial de generación eléctrica, la empresa General Atomic de los EE.UU. llegó a ofertar reactores HTGR de 770 Mwe. Estas ofertas se realizaron para Delmar Power, para Light Company Summit Station, y para Philadelphia Electric. Estos contratos fueron cancelados en el año 1975, posiblemente

por el fin de la crisis del petróleo, los costos crecientes para estos tipos de reactores^[61] y la mala experiencia en la construcción de Fort St. Vrain y el HTR 300

General Atomics buscó reducir los costos de su línea de reactores simplificando el diseño mediante un ciclo Brayton directo con turbina de Helio^{[62][63]}, pero los interesados en dichos reactores también cancelaron sus pedidos.

Posteriormente, tanto General Atomics como Sudáfrica, han realizado importantes esfuerzos para desarrollar comercialmente reactores HTGR con turbinas de Helio con un ciclo Brayton directo, pero todos estos esfuerzos comerciales han fracasado frente a los reactores LWR actuales. Actualmente China y Japón están construyendo reactores prototipos de HTGR, pero en ambos casos con ciclos secundarios de vapor en ciclo Rankine.

A.3.c Otros conceptos de HTGR

En paralelo con el desarrollo de los reactores HTGR, se pueden encontrar trabajos de otros reactores que pueden ser considerados como de alta temperatura (750 a 850 °C), y que emplean combustibles cerámicos pero con vainas metálicas en geometría de barras, similar a las de los reactores AGR o LWR. Estos conceptos hacen uso de dos elementos desarrollados en forma independiente: el desarrollo de aleaciones metálicas resistente a altas temperaturas como el Inconel 718 o el Hastelloy X (desarrolladas inicialmente para las zonas calientes de las turbinas aeronáuticas), y el ensayo de dichas aleaciones como vainas de combustibles nucleares para las investigaciones espaciales de los EE.UU. (proyecto SP100^[63]).

Como ejemplo de dicho diseño se puede citar el del Laboratorio de Sandia^[64], en el que se alcanzan temperaturas de HTGR con combustibles de barras metálicas con pastillas cerámicas. Esto demuestra que no es indispensable emplear combustibles completamente cerámicos para alcanzar las temperaturas de HTGR. Esta conclusión no es meramente especulativa, sino que se encuentra respaldada por extensivas historias de irradiación y operación de reactores prototipo.

A.4 Diseños innovadores avanzados

A.4.a Reactor compacto avanzado

Los reactores compactos avanzados son aquellos que se diferencian de las generaciones clásicas por incorporar en sus diseños avances e innovaciones significativos. Más aún si se los compara con la masa de los reactores que se encuentran en operación. Aspectos tales como la disminución de los tiempos de montaje, el criterio de la modularización, obra civil porcentualmente menor y económica, son algunos de los criterios de diseño que definen a un reactor como avanzado.

Al vislumbrarse que las centrales refrigeradas por gas podrían ser diseñadas con menor cantidad de sistemas, se comenzó con el estudio de detalle de las mismas. Dos líneas de diseño evolucionaron de tal idea precursora, una la de los reactores con núcleos moderados con grafito, y la otra con moderadores mezclas (Berilio, óxido de Berilio o hidruro de Zirconio). Ambas líneas decaen en diseños de gran tamaño, lo que se aleja del concepto de reactores avanzados y compactos.

Debido a sus orígenes bélicos, la idea de diseñar reactores más compactos y simples se orientó a que pudieran convertirse como fuente de propulsión de cohetes espaciales y aeronaves. Esta idea marcó un “modo” de diseñar que sería la base del concepto del diseño de reactores compactos y avanzados. De la mano de esto, surge el concepto de “despliegue rápido”. Es decir, una planta de producción de energía eléctrica que pudiese comenzar a producir en un lapso de tiempo mucho menor que un reactor convencional y que sirviese para suplir deficiencias específicas de una población determinada. Podría pensarse su aplicación ante desastres naturales (terremotos, inundaciones, etc.), fundación de nuevas ciudades o generación eléctrica en zonas remotas (desiertos, zonas polares, montañas, etc.).

Como ejemplo se puede mencionar dos reactores refrigerados por Helio y moderados por Berilio, ellos son el reactor de 300 KW transportable en un camión^[65] de 23 Mwe para la propulsión compacta marina^[66], y el reactor refrigerado por aire a ciclo abierto y moderado por hidruro de Zirconio (que fue el proyecto más desarrollado de estos dos) para la propulsión aeronáutica^[67] con 10 toneladas de empuje (Figura 61).

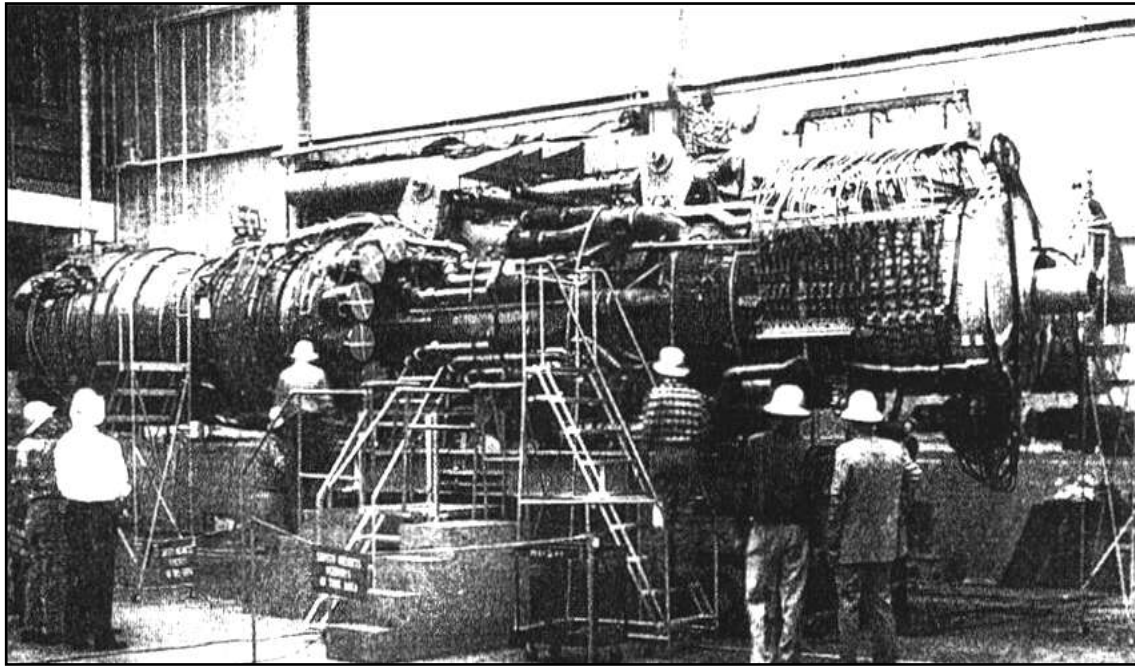


Figura 61: Reactor de gas de propulsión aeronáutica de 10 Toneladas de empuje^[67].

Todo lo relacionado a la compacticidad está asociado con altos enriquecimientos, aspecto que tiene gran incidencia en la proliferación. De tal modo, para poder proseguir con el concepto de “compacticidad” es necesario profundizar los aspectos técnicos que permitan optimizar la extracción de energía, con la consecuente disminución de los niveles de enriquecimiento. Para satisfacer estas necesidades, se propone considerar los siguientes conceptos:

- Emplear una mezcla particular de gases en la que se tenga la ventaja de transferencia térmica del helio, pero con la densidad de un gas de molécula triatómica. Esta opción, si bien fue planteada en algunos pocos antecedentes, no había sido aplicada para este fin en la industria nuclear.
- Emplear una configuración de turbomáquinas sencilla, con reducido sistemas de cojinetes y muy bajo costo que permita alcanzar una eficiencia equivalente a los reactores de agua más competitivos, pero en forma singularmente sencilla. Se pretende evitar tuberías; bridas; generadores de vapor, etc.

- Emplear un lay out que minimice el requerimiento de espacio de todo el conjunto de forma tal que, inclusive, se pueda contener todo el sistema en un contenedor comercial.
- Lograr un diseño nuclear competitivo con bajo enriquecimiento, empleando un moderador sólido diferente al grafito, con una “densidad neutrónica” similar a la del hidrógeno, obteniendo un núcleo físicamente es pequeño (por consiguiente más económico).
- Considerar dimensiones, temperaturas y presiones de diseño que permitan construir el reactor en forma segura con mínimo consumo de material.

Un diseño conceptual de un reactor con estas características se muestra en el Apéndice 2 – Figura 62 a Figura 66, donde se tienen en cuenta los conceptos mencionados anteriormente, siendo uno de los intereses la optimización del diseño fluidodinámico de sus componentes.

Referencias del Apéndice 1

- [43] *Generation IV International Forum*, OECD Nuclear Energy Agency, Le Seine Saint-Germain, 12, boulevard des Îles, F-92130 Issy-les-Moulineaux, France
- [44] *Signature Facilities*, U.S. Department of Energy, Manhattan Project Preservation Initiative, (1999).
- [45] *Nuclear Power from Under seas to Outer Space*, John W. Simpson, American Nuclear Society, (1995).
- [46] *ORNL Review Vol. 25*, Nros. 3 y 4, (2002) y referencias citadas en ellos.
- [47] *Chemical & Engineering news*, Volumen 86, Nro 14, (2008).
- [48] *Coated particle fuel for high temperature gas cooled reactors*, K. Verfondern, H. Nabilek and J.M. Kendal, Nucl. Eng. Technol. Vol 39, (2007).
- [49] *ORNL Review*, Vol. 36, No. 1, (2003).
- [50] *Let a Thousand Reactors Bloom*, Spencer Reiss, Wired Magazine, (septiembre 2004).
- [51] *The Rickover Effect: How One Man Made a Difference*, Theodore Rockwell, , Naval Institute Press hardback, 1992
- [52] *Supplying the Nuclear Arsenal: American Production Reactors, 1942-1992*, R. Carlisle, The Johns Hopkins University Press, (1996).
- [53] *Developmental history of the gas turbine modular high temperature reactor*, H. L. Brey, IAEA Technical Committee Meeting on “Gas Turbine Power Conversion Systems for Modular HTGRs”, Palo Alto, California, (14-16 noviembre de 2000).
- [54] *ICONE 12 – 12th International Conference on Nuclear Engineering*, Hyatt Regency Crystal City, Arlington, Vancouver, United States, (2004)

- [55] *Fuel Element Experience in Nuclear Power Reactors*, M. T. Simnad, Gordon. & Breach, New. Whittingham, eds., Academic Press; New York, (1979).
- [56] *Directory of National Competent Authorities: Approval Certificates for Packages, Shipments, Special Arrangements and Special Form Radioactive Material*, IAEA TECDOC Series Nro: 389, (1986)
- [57] *Achivements in the Dragon Project*, R.A. Rennie, Annals of Nuclear Energy 5 (8) (1978).
- [58] *The primary circuit of the Dragon high temperature reactor experiment*, Rainer Simon, 18th International Conference on Structural mechanics in reactor technology (SmiRT 18), China, (2005).
- [59] *Gas Cooled Reactor Designs and Safety*. IAEA Technical Report Series 312. IAEA Vienna (1990).
- [60] *The analysis and evaluation of recent operational experience from the Fort St. Vrain HRGR*. D.L. Moses. IAEA TECDOC 358, (1985).
- [61] *Basic Nuclear Engineering*, A. R. Foster, Allyn and Bacon Inc. (1985).
- [62] *The HTGR Gas Turbine Plant with dry air cooling*, T.W. Schone, Nuclear Engineering and Design 26, (1974).
- [63] *Space Nuclear Power*, J.A. Angelo Jr., D. Burden, Orbit Book Company, Florida, (2005).
- [64] *Pin Type Gas Cooled Reactor for Nuclear Electric Propulsion*, S.A. Wright, R. J. Lipinski, Space Technology and Applications International Forum – STAIF (2003), El Genk, American Institute of Physics.
- [65] *Army gas cooled reactors systems program*, Melvin A. Rosen, The 1960 Nuclear Congress, Nueva York, (4 de abril de 1960).

- [66] *MGCR as a land based electric plant, a Berillim oxide moderated gas cooled reactor.* **F. Hoffman**, W.T. Furgerson, T.G. Le Clair. Small and Medium Power Reactos, OIEA Proceeding Series, (1961).
- [67] *The development of Jet and Turbine Aero Engine*, Bill Gunston, Patric Stephens Limited, (1999).

Apéndice 2: Propuesta de reactor compacto



Figura 62: Croquis de un posible emplazamiento del reactor compacto. Su instalación es semienterrado para la disminución de costos de los blindajes. La estructura externa de concreto cumple la función de protección contra eventos externos y como segunda contención, son módulos prefabricados de ensamblaje en el lugar. Todos los módulos, incluida la sala de control y servicios auxiliares están en compartimientos estancos dentro de la estructura.

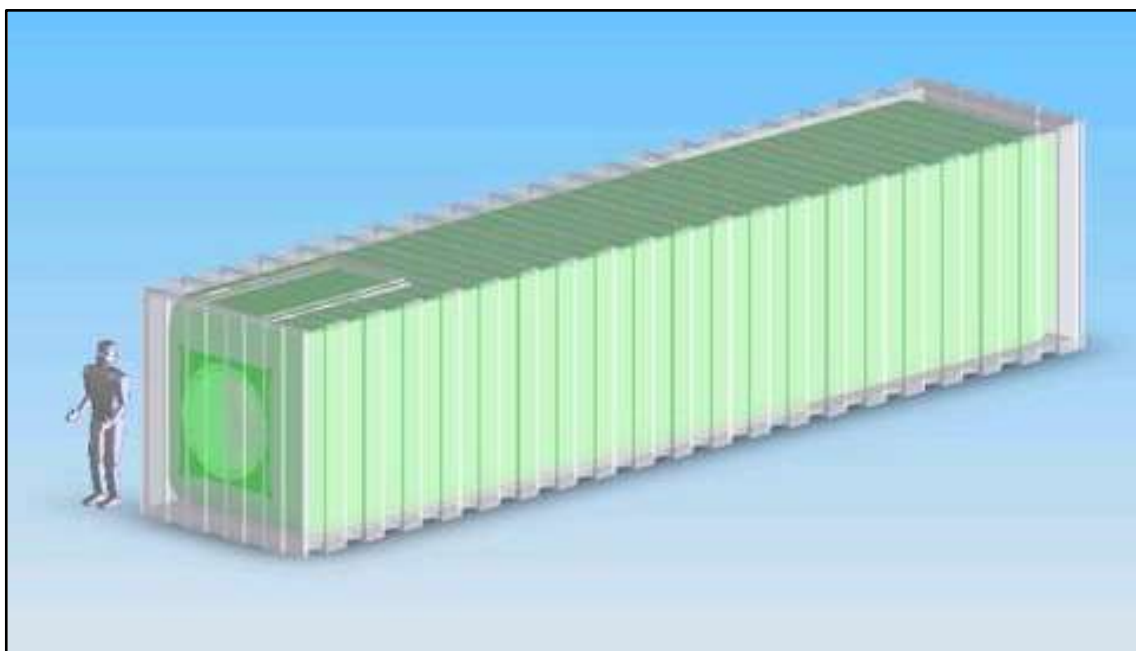


Figura 63: Esquema del reactor (para una potencia alrededor de 7 Mwe) con contención de acero dentro de un container estándar de 14' para su transporte. Las dimensiones y pesos se encuentran dentro de los límites internacionales para su tránsito por rutas principales, terminales aéreas, y fluviales. La sala de control y los sistemas auxiliares se encuentran en otros dos containers separados por criterios de seguridad.

Apéndice 2: Propuesta de reactor compacto

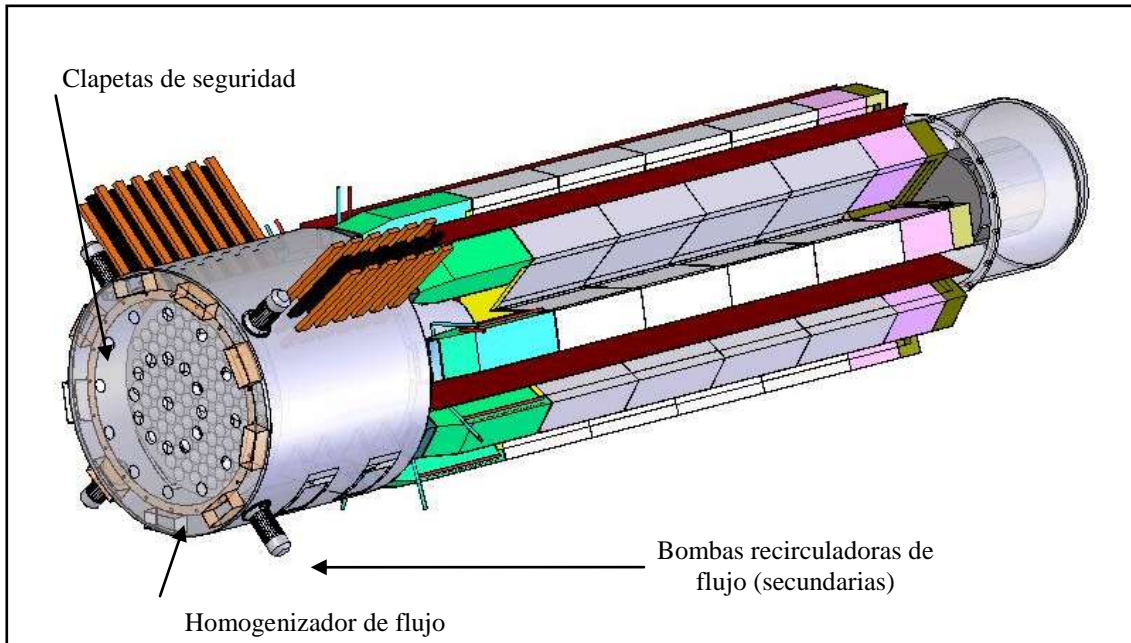


Figura 64: Descripción de internos del reactor. Sector nuclear: canales, barras de control (naranja), barras de seguridad (negro), bombas circuladoras de flujo secundarias. Sector intercambiadores: intercambiadores de calor principales (gris), intercambiadores de calor de emergencia (verde), regeneradores (rosado), orientadores al compresor/turbina y retorno (verde), divisiones cortafuegos (rojo). Sector generador: alternador de altas rpm.

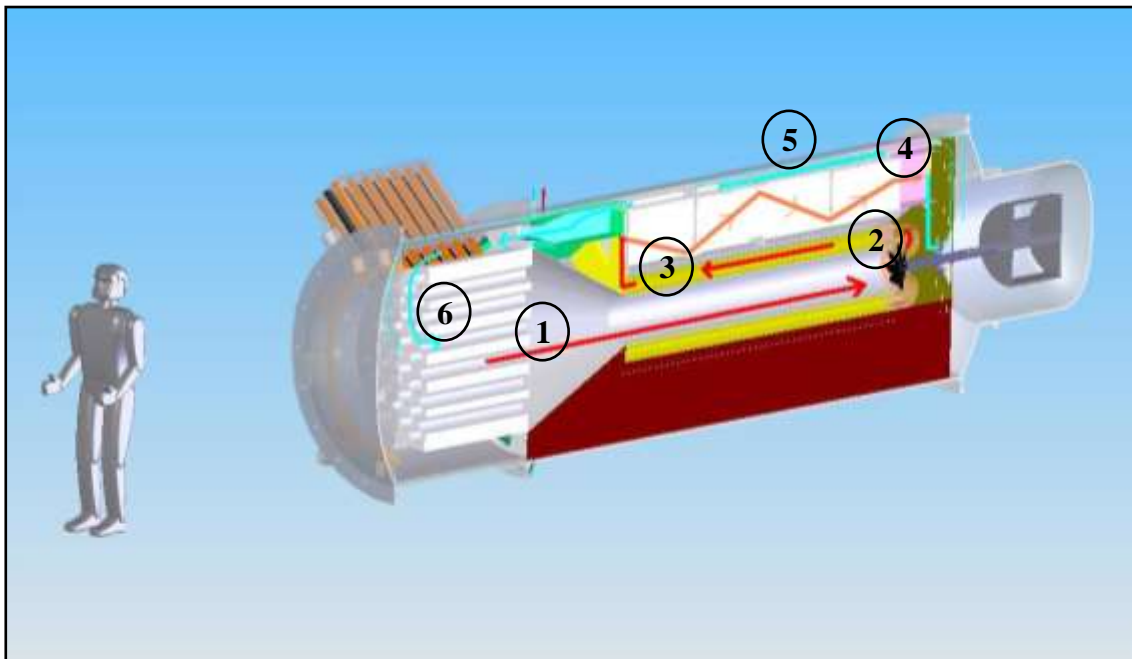


Figura 65: Esquema de circulación del gas dentro del reactor. 1: salida de gases calientes del núcleo. 2: salida de la turbina. 3: etapa de intercambiadores y regenerador. 4: ingreso al compresor. 5: gap de refrigeración y pasaje por los intercambiadores de emergencia. 6: plenum Homogenizador e ingreso al núcleo.

Apéndice 2: Propuesta de reactor compacto

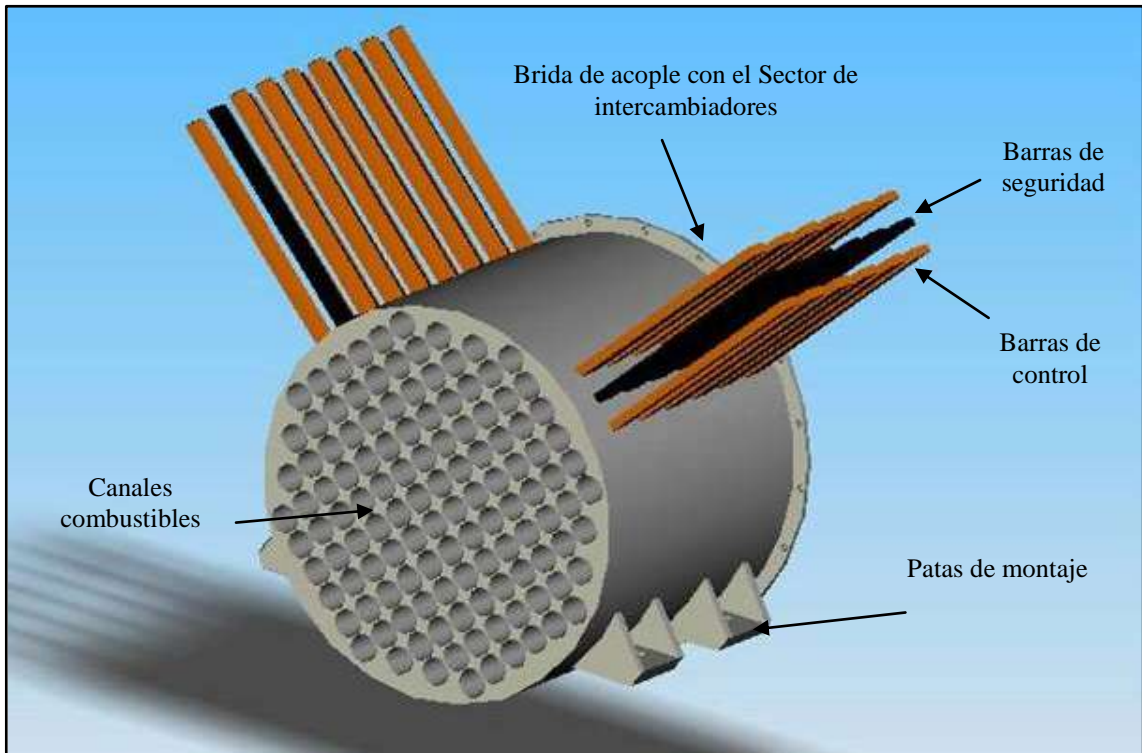


Figura 66: Núcleo del reactor como módulo independiente.

Apéndice 3: Sistema de medición de caudal

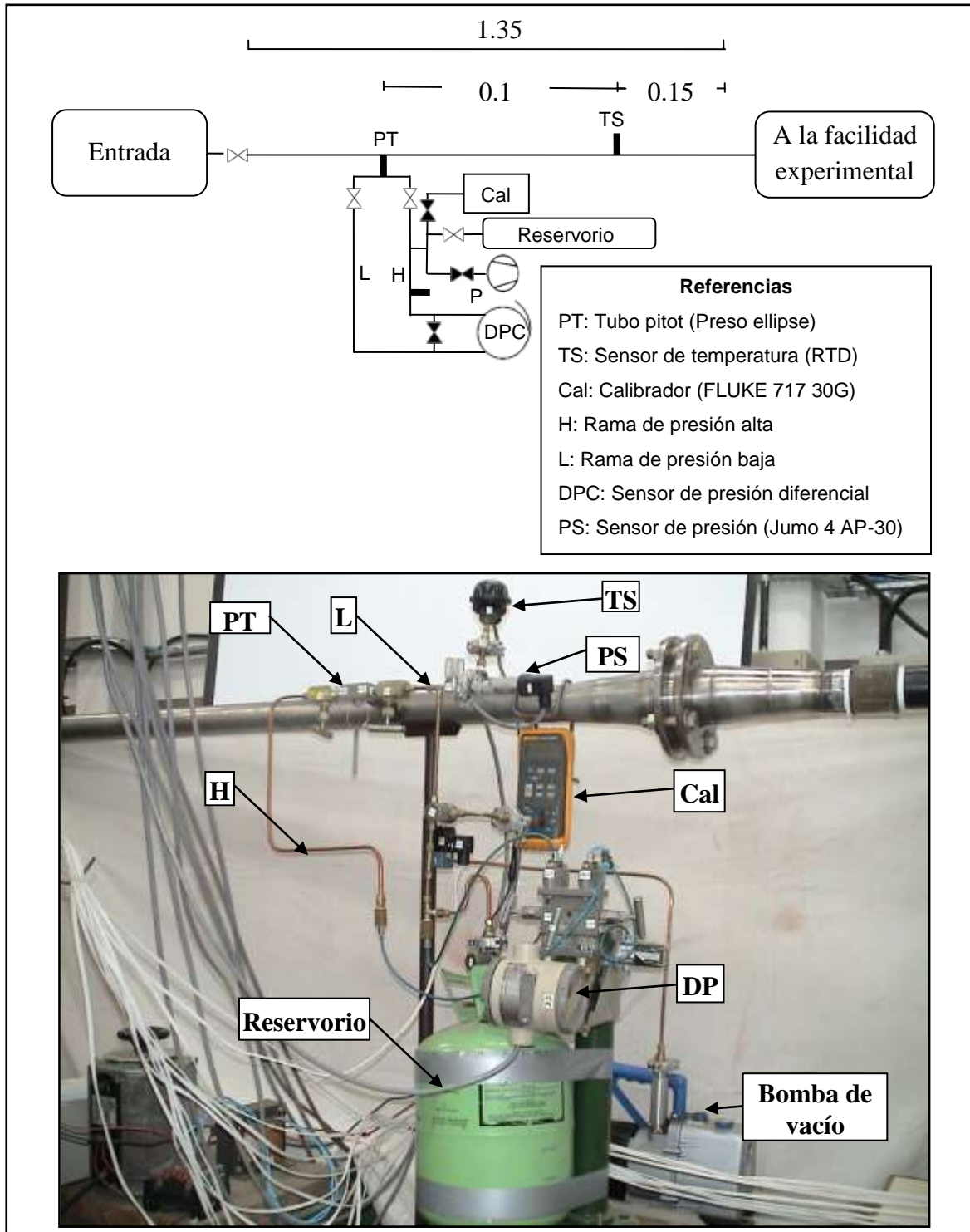
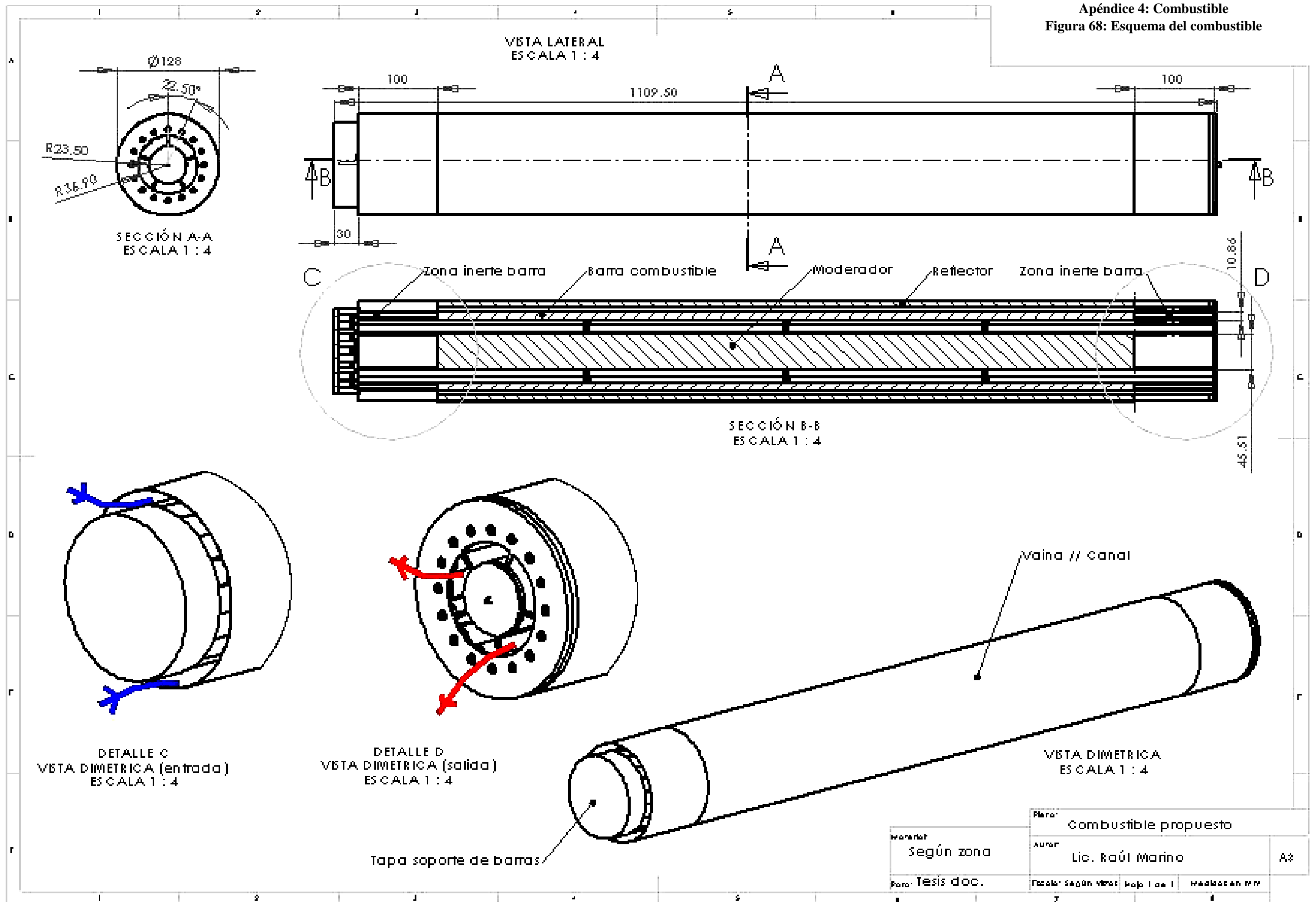


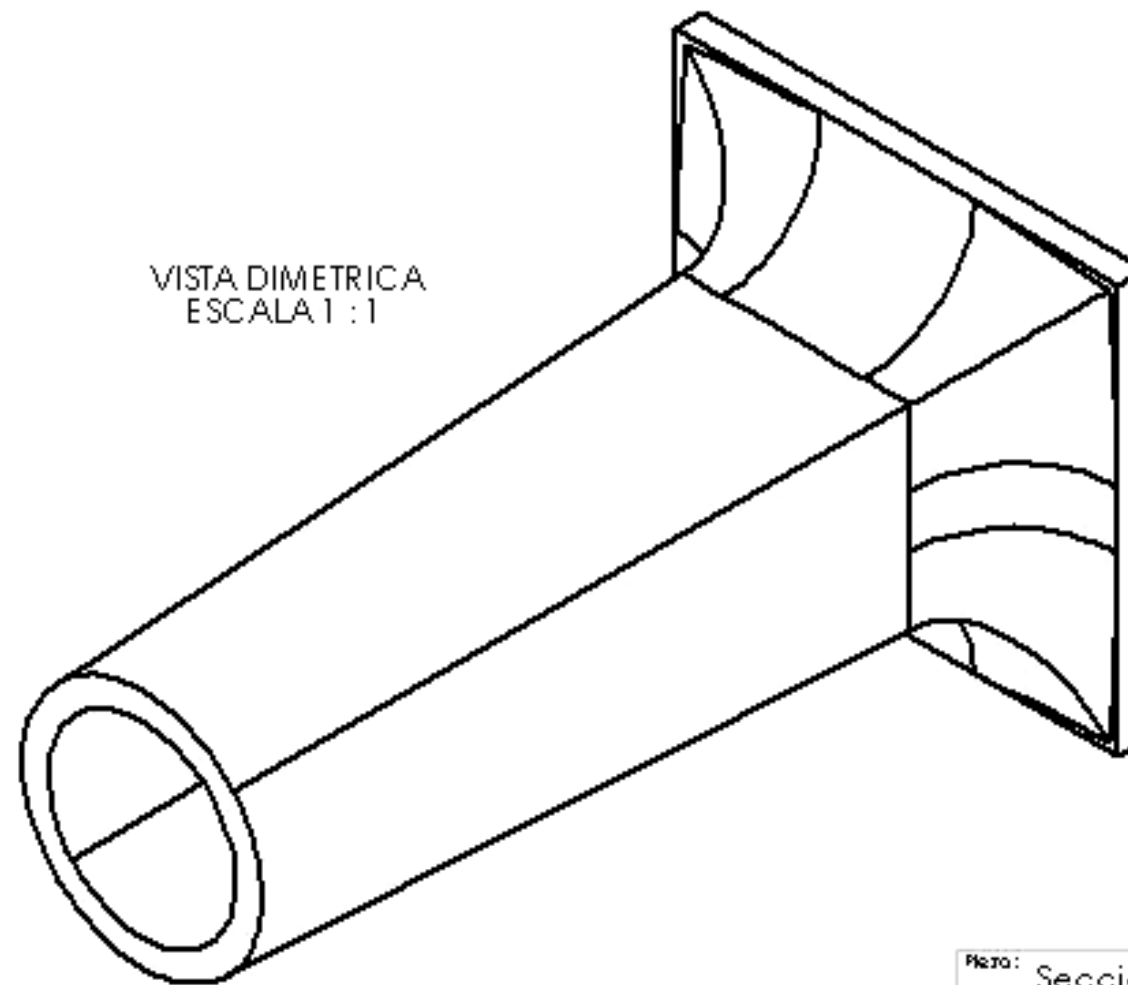
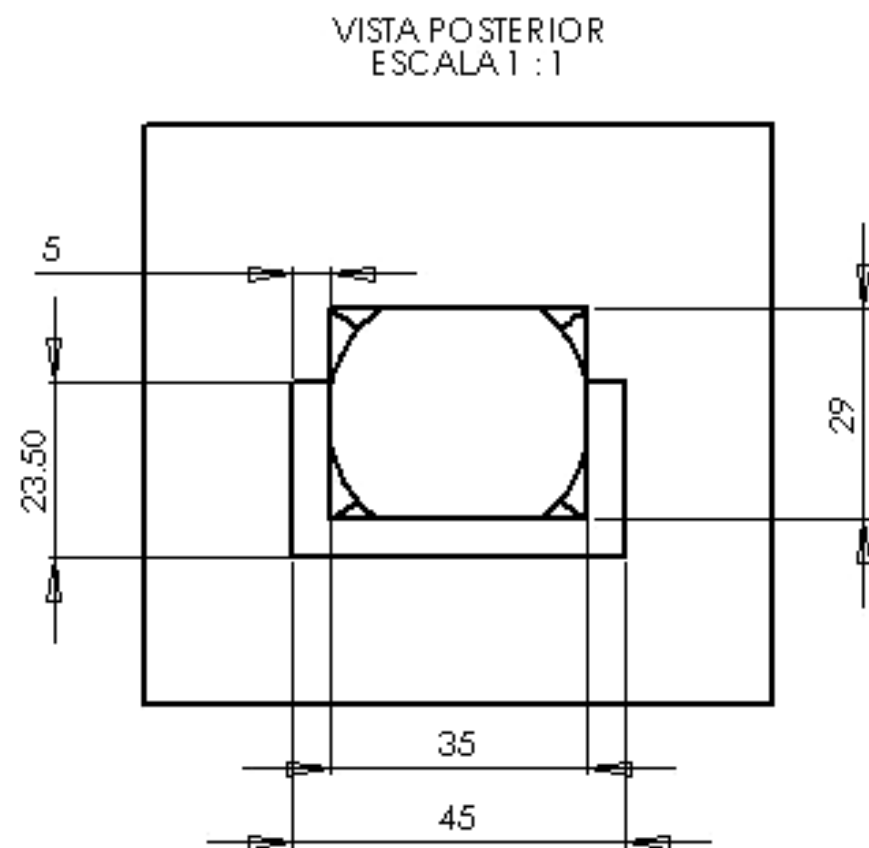
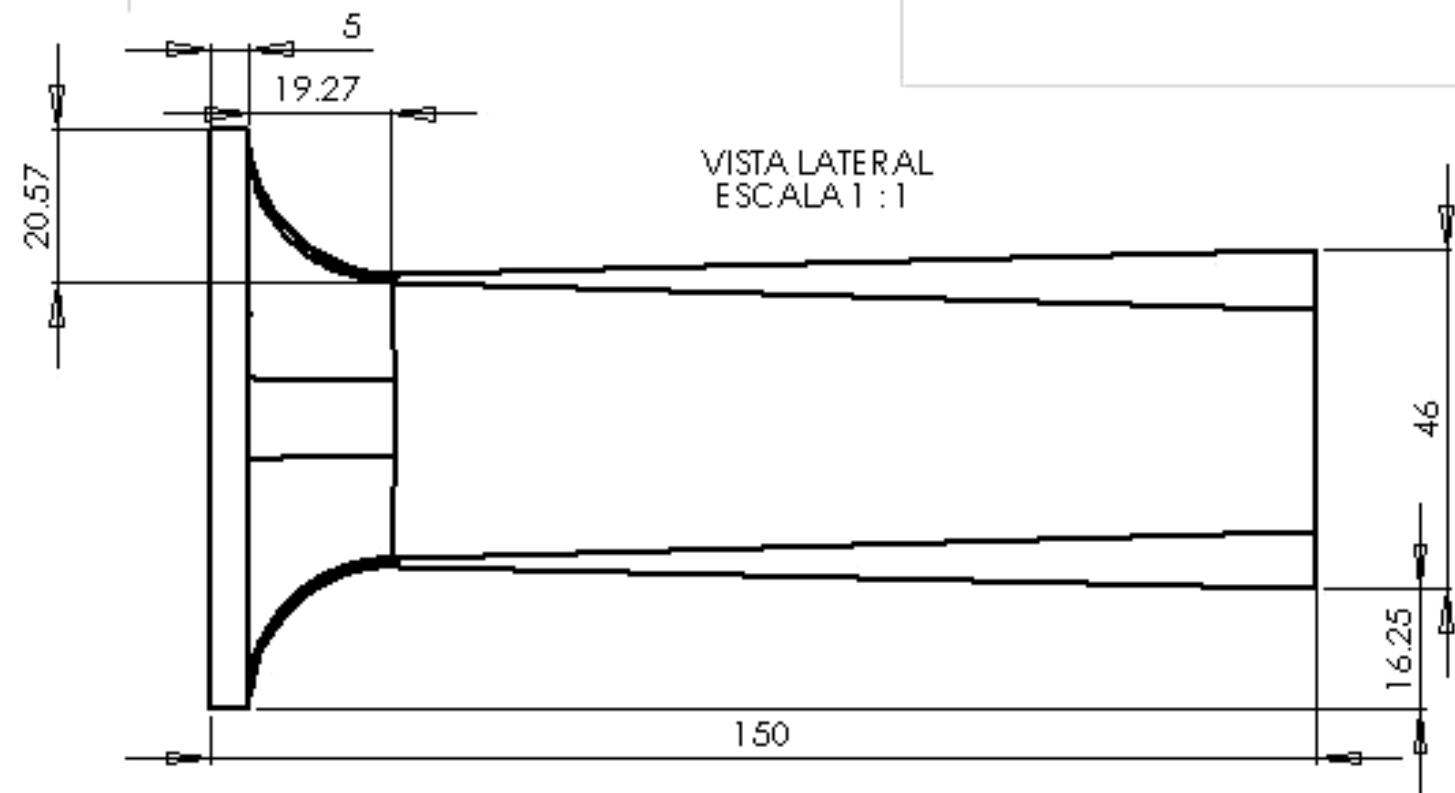
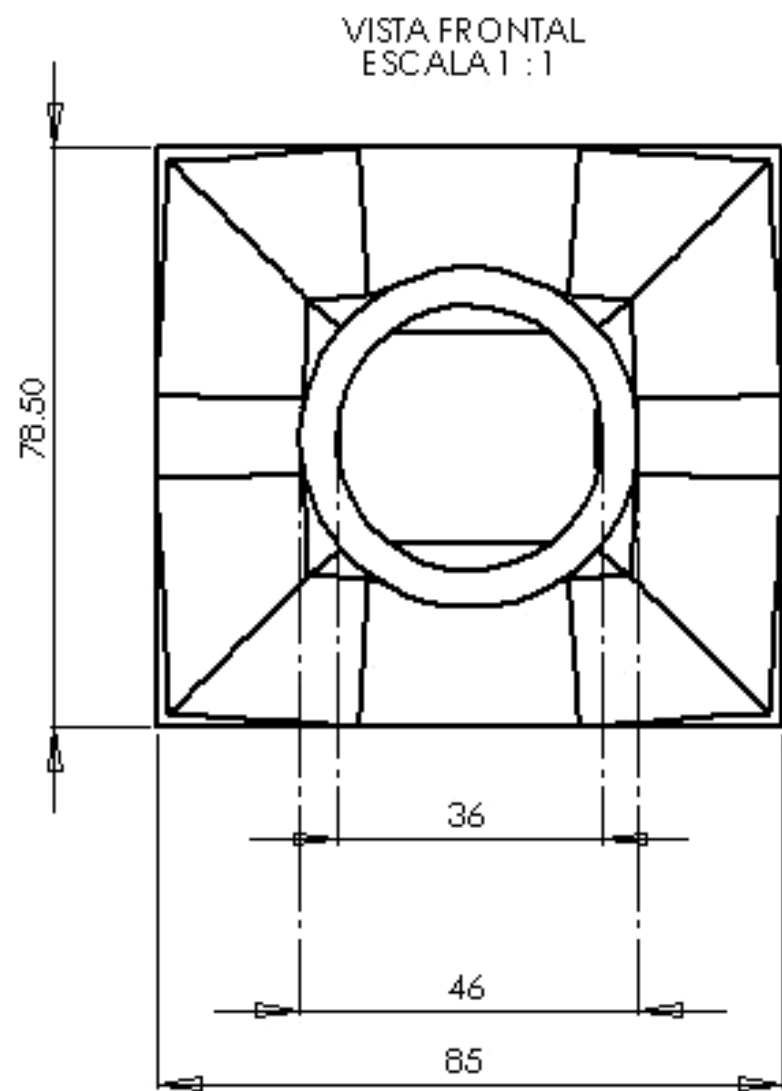
Figura 67: Sistema de medición de caudal. (Medidas en metros.)

Apéndice 4: Combustible
 Figura 68: Esquema del combustible



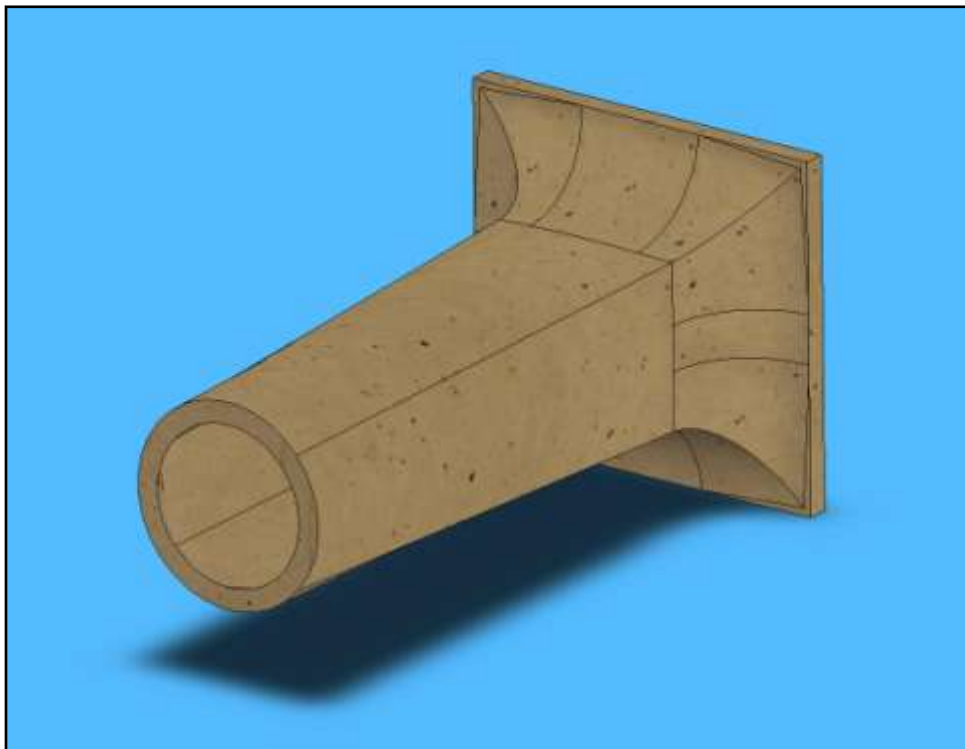
Moneda:	Según zona		
Para:	Tesis doc.		
Para:	Combustible propuesto		
Autor:	Lic. Raúl Marino		
Fecha:	según vista	Cap 1 de 1	Realización N° N
			A3

Apéndice 5: Primer experimento
 Figura 69: Sección de entrada I (Esquema)

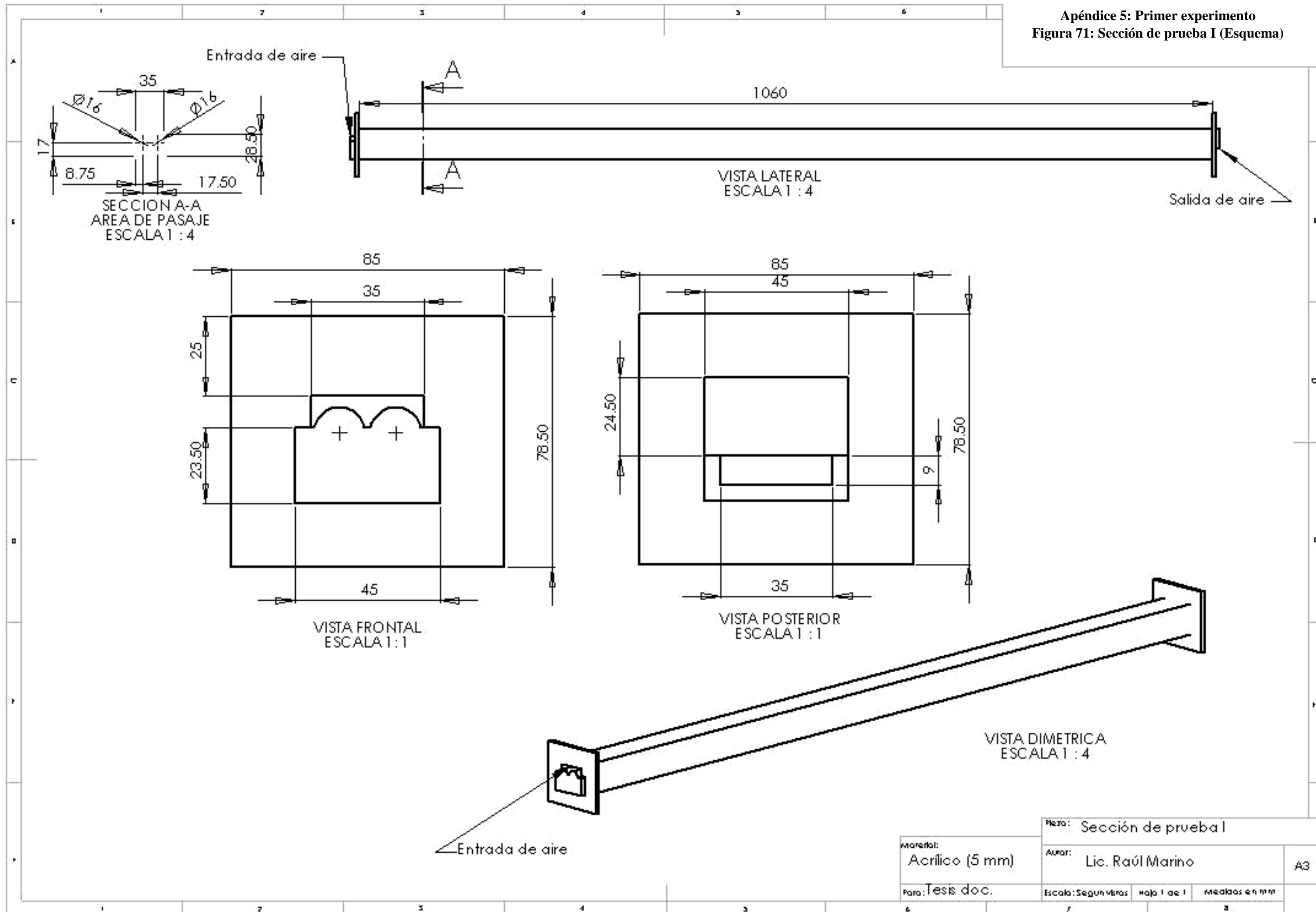


Material:	Refractario	Para:	Sección de entrada I	A3
Autor:	Lic. Raúl Marino	Escala:	Segun vistas hoja 1 de 1	
Para:			Medidas en mm	

Apéndice 5: Primer experimento
Figura 70: Sección de entrada I (sup foto – inf CAD)

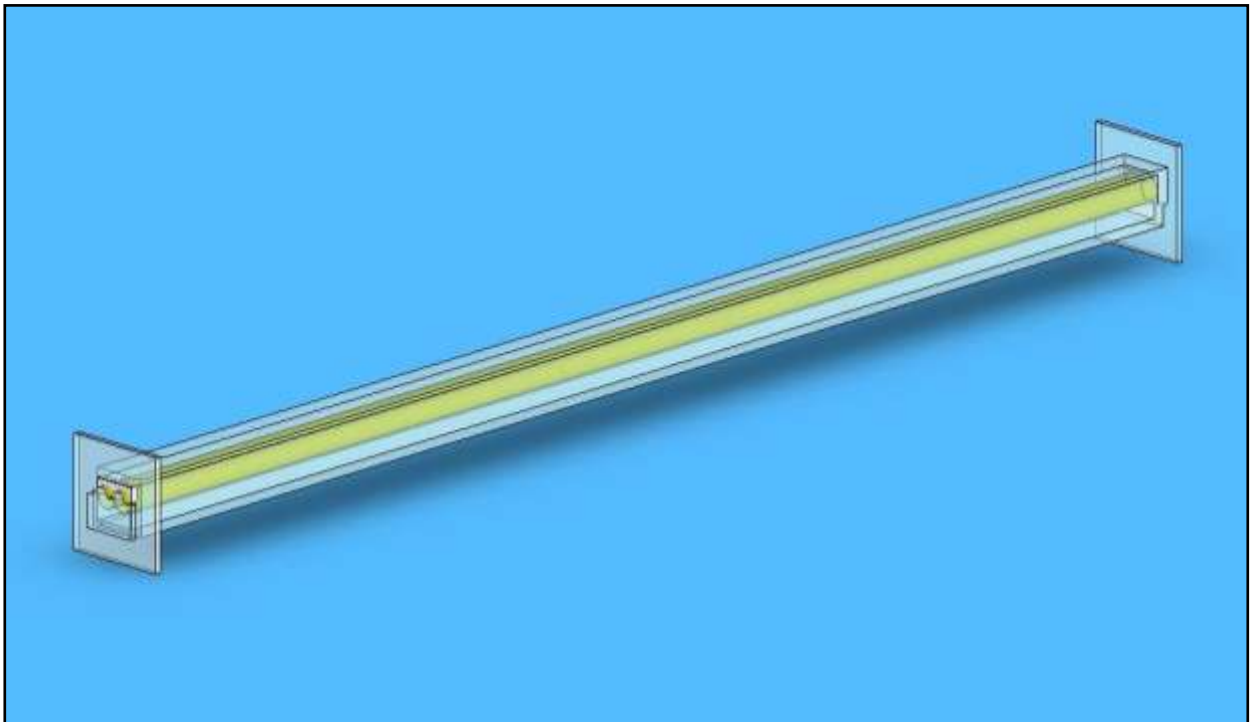


Apéndice 5: Primer experimento
 Figura 71: Sección de prueba I (Esquema)

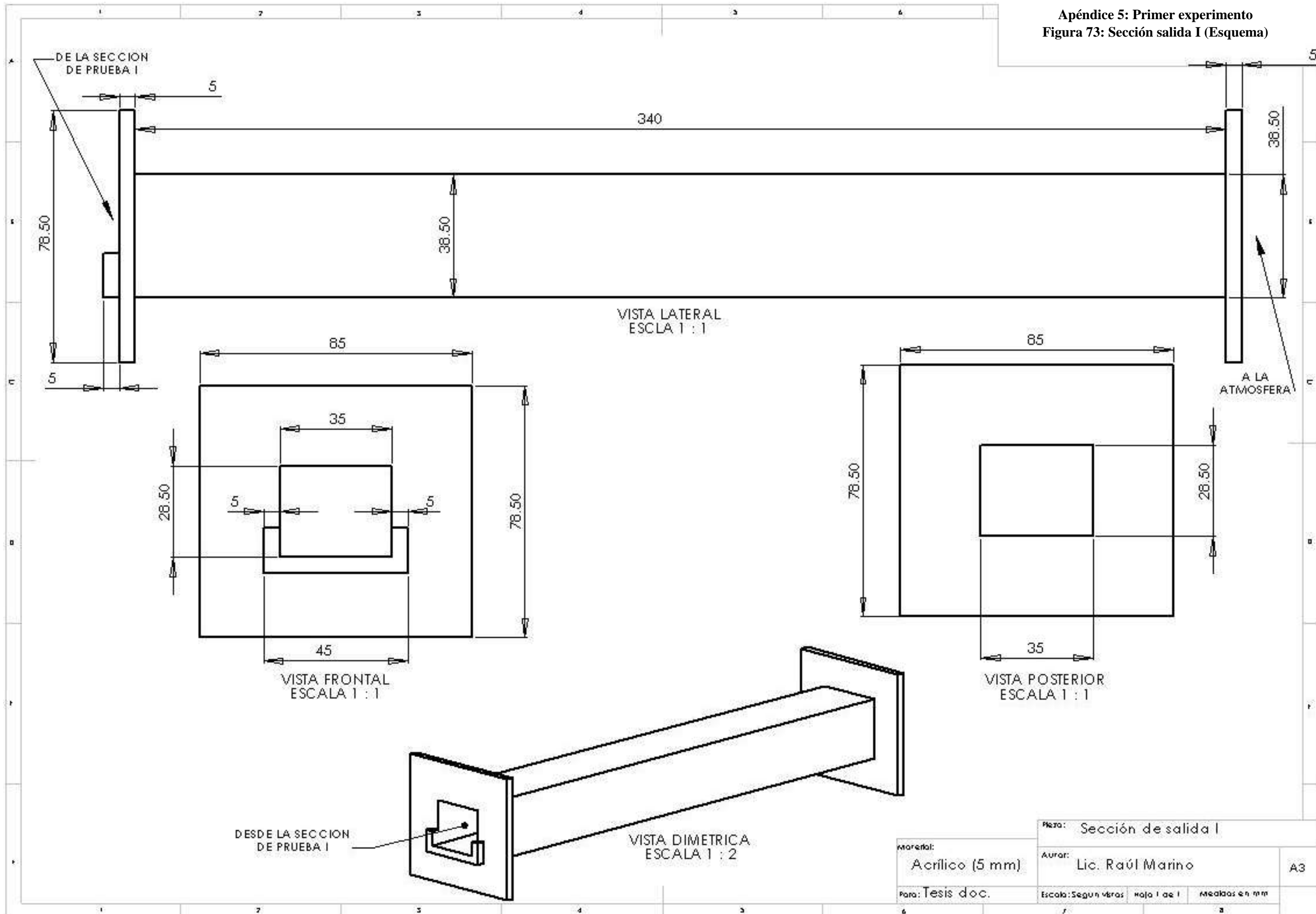


Material: Acrílico (5 mm)		Nombre: Sección de prueba I		A3
Para: Tesis doc.		Autor: Lic. Raúl Marino		
Escala: Según vistas		Hoja 1 de 1		
		Medidas en mm		

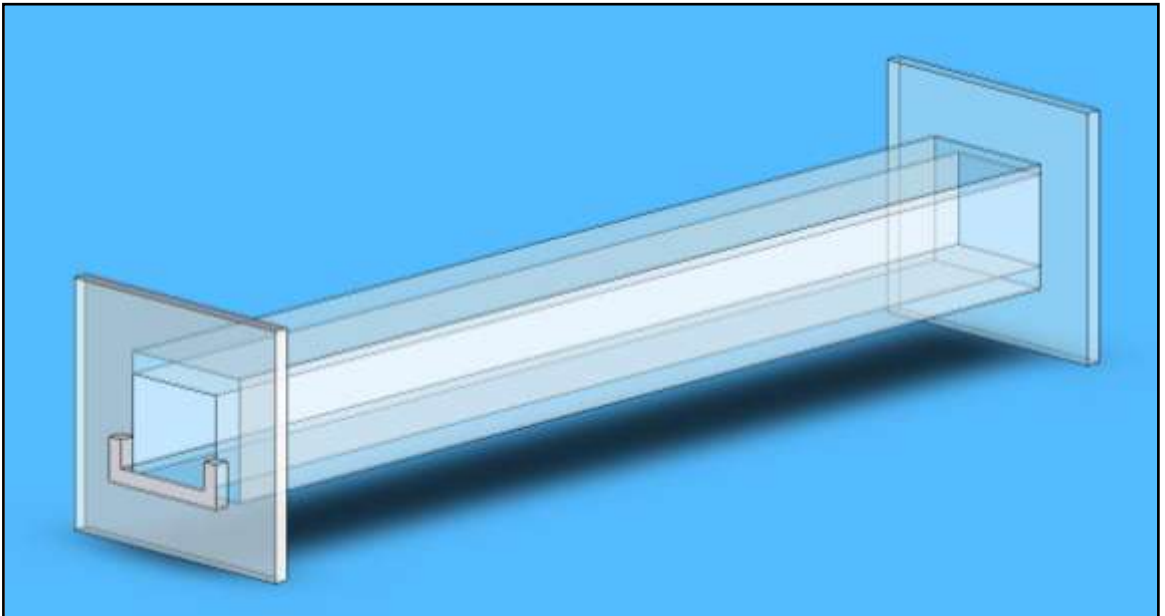
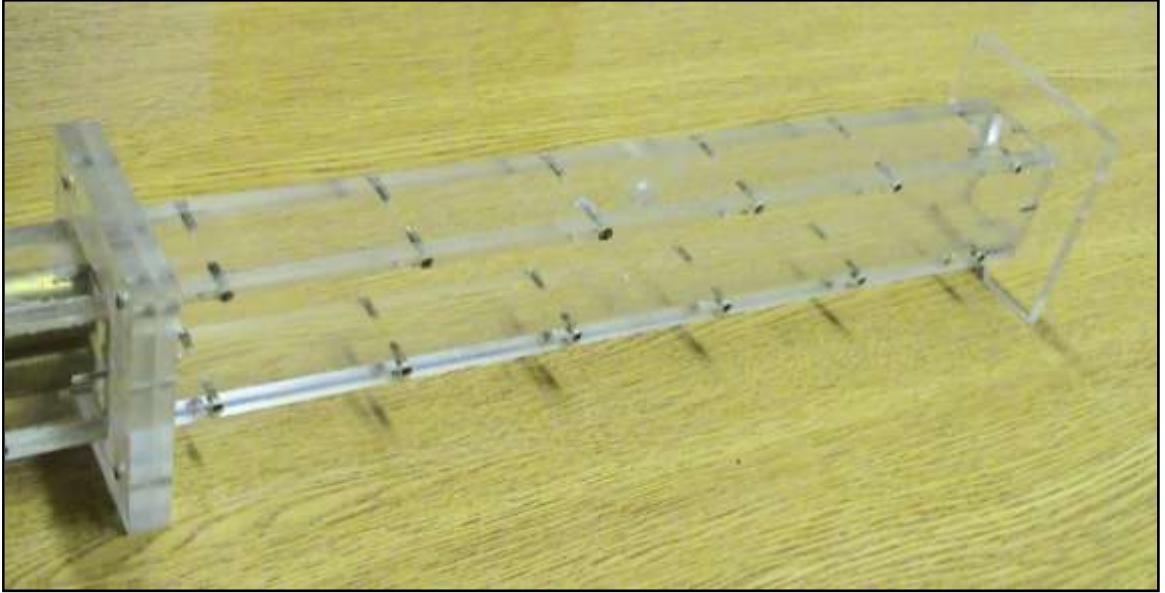
Apéndice 5: Primer experimento
Figura 72: Sección de prueba I (sup foto – inf CAD)



Apéndice 5: Primer experimento
 Figura 73: Sección salida I (Esquema)



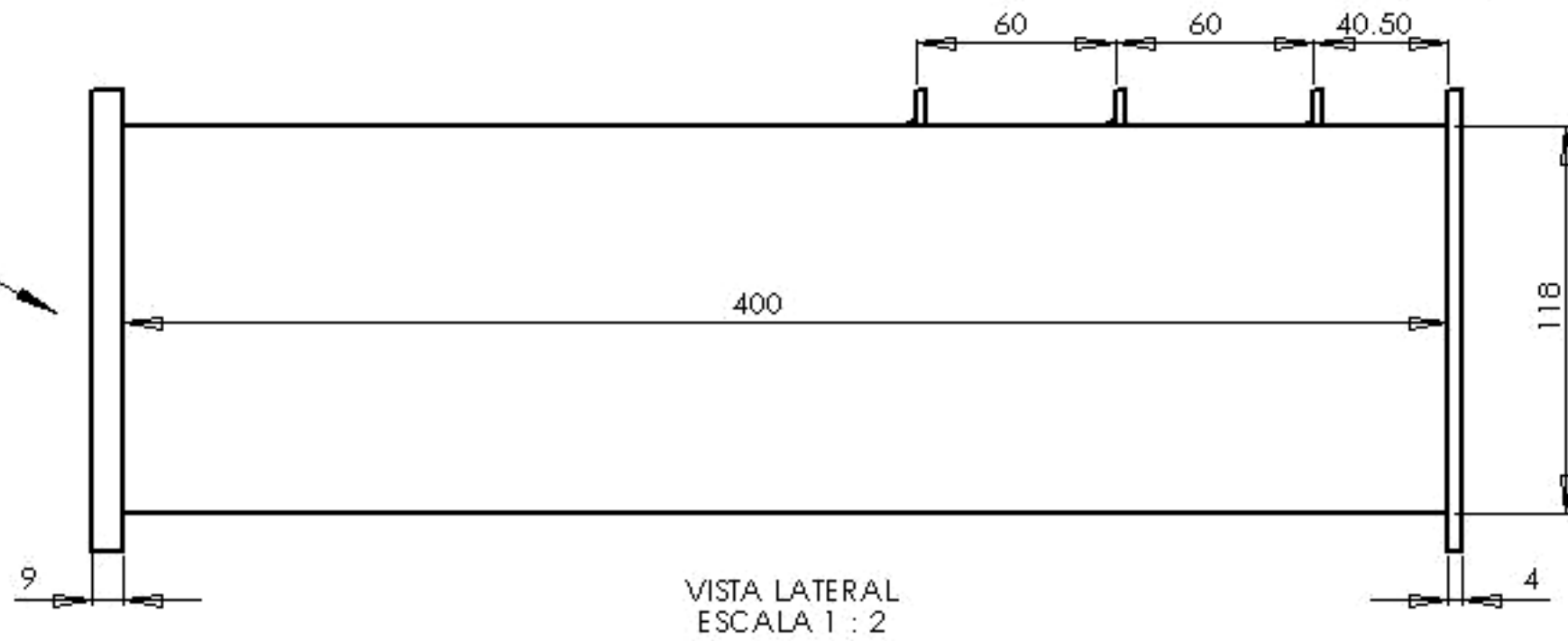
Apéndice 5: Primer experimento
Figura 74: Sección salida I (sup foto – inf CAD)



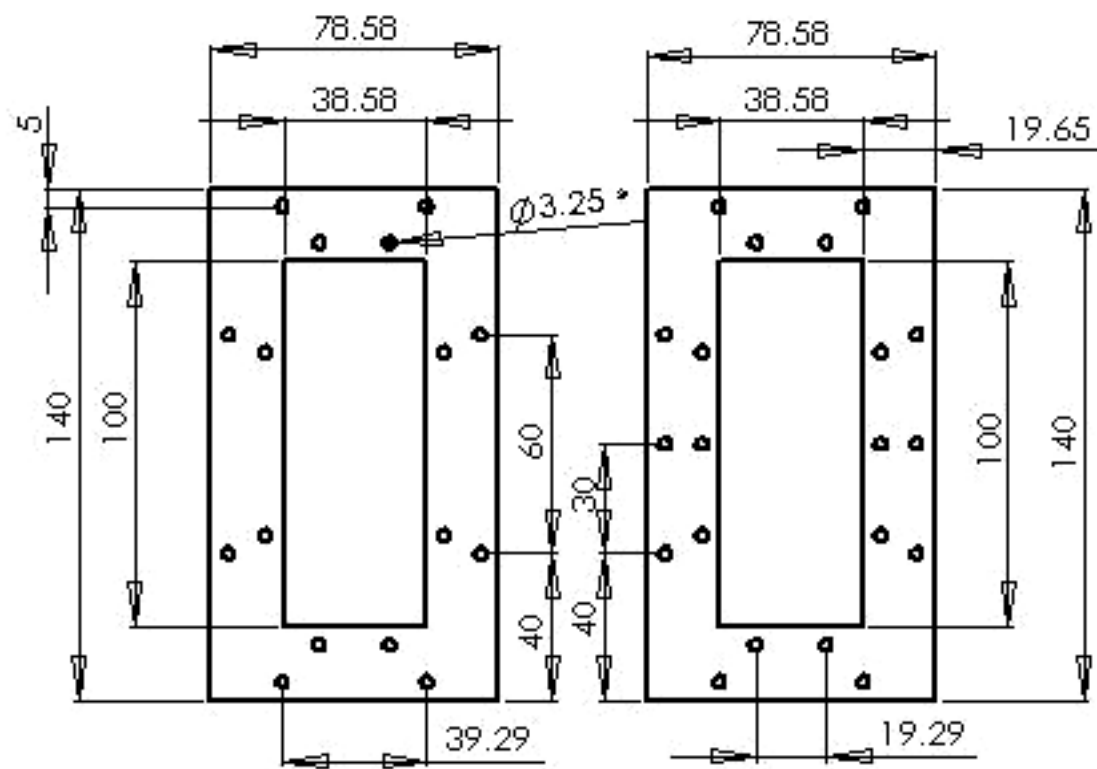
Apéndice 6: Segundo experimento
 Figura 75: Sección de entrada II (Esquema)

Entrada de aire desde el Sistema de medición de caudal

Salida del aire hacia la Sección de prueba II



VISTA LATERAL
 ESCALA 1 : 2

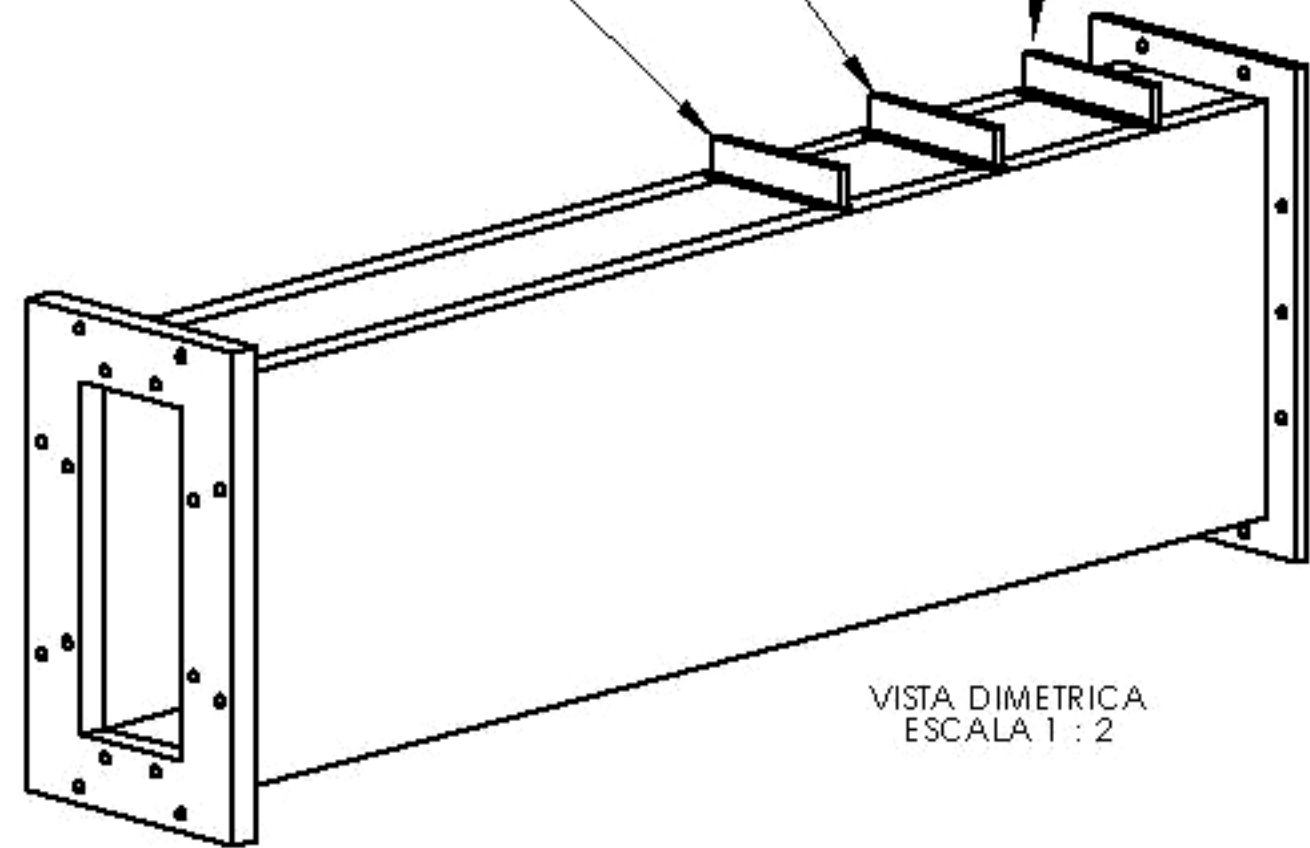


VISTA FRONTAL
 ESCALA 1 : 2

VISTA POSTERIOR
 ESCALA 1 : 2

* Todos los agujeros iguales

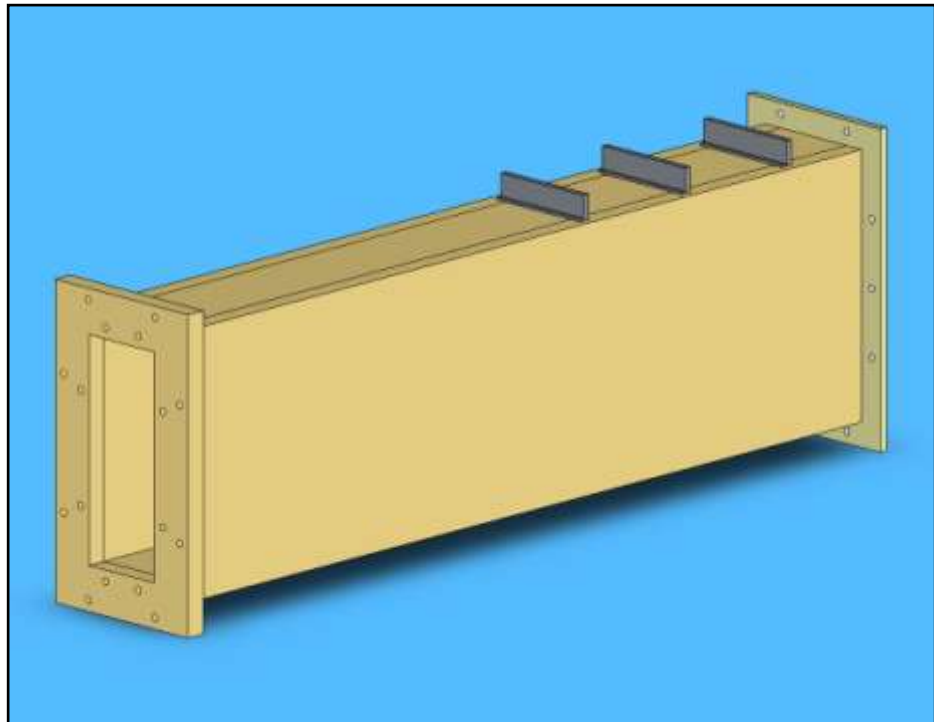
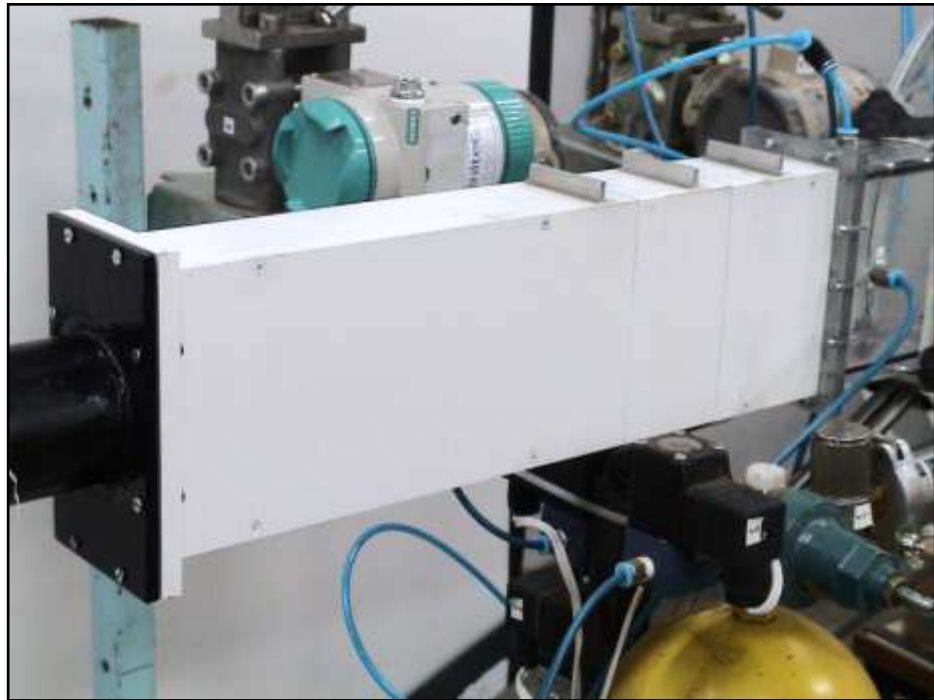
Mallas homogenizadoras



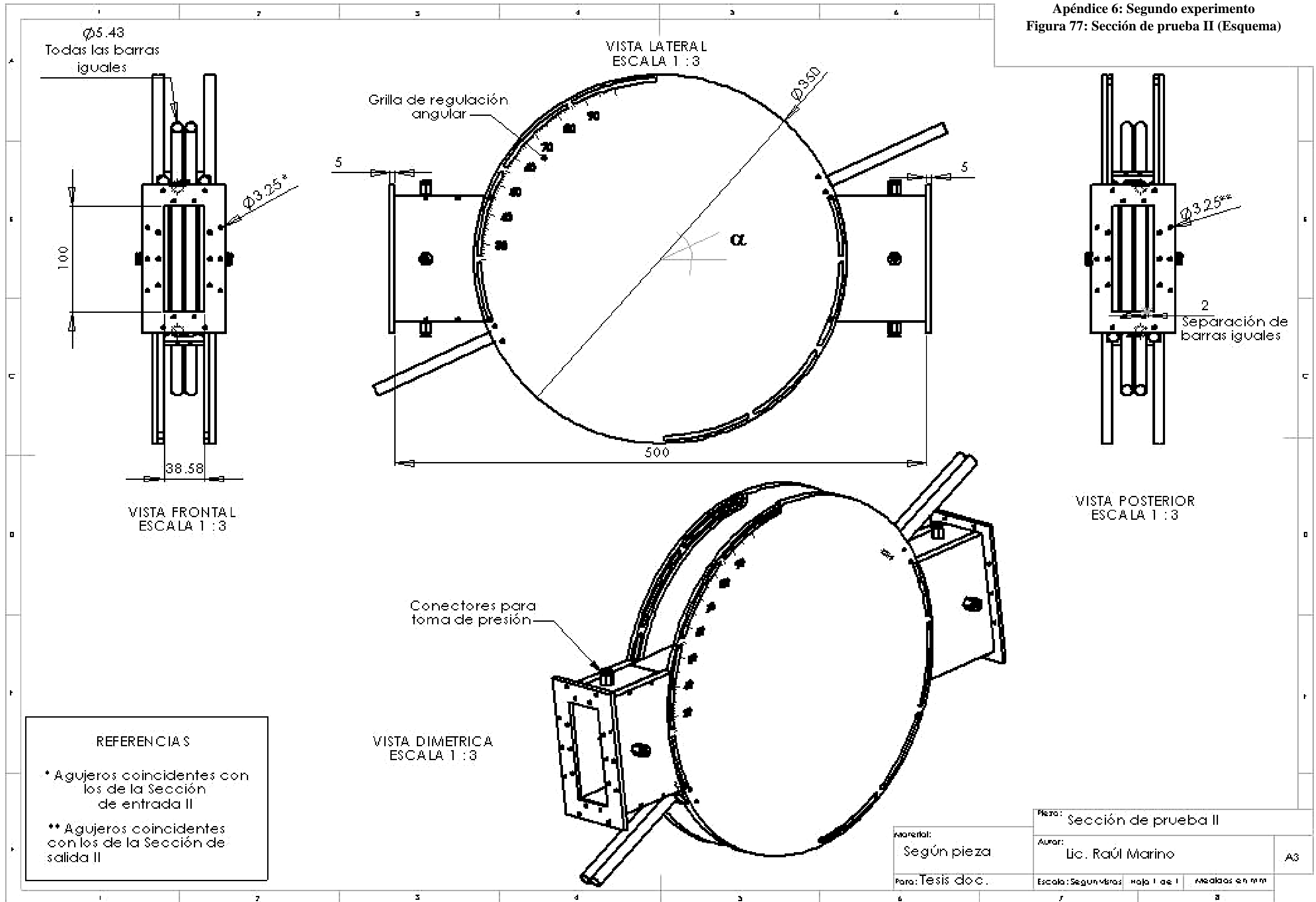
VISTA DIMETRICA
 ESCALA 1 : 2

Material:		Pieza:		A3
MDF		Canala de entrada II		
Para: Tesis doc.		Autor:		Medidas en mm
		Lic. Raúl Marino		
		Escala: Según vistas		Hoja 1 de 1

Apéndice 6: Segundo experimento
Figura 76: Sección de entrada II (sup foto – inf CAD)



Apéndice 6: Segundo experimento
 Figura 77: Sección de prueba II (Esquema)

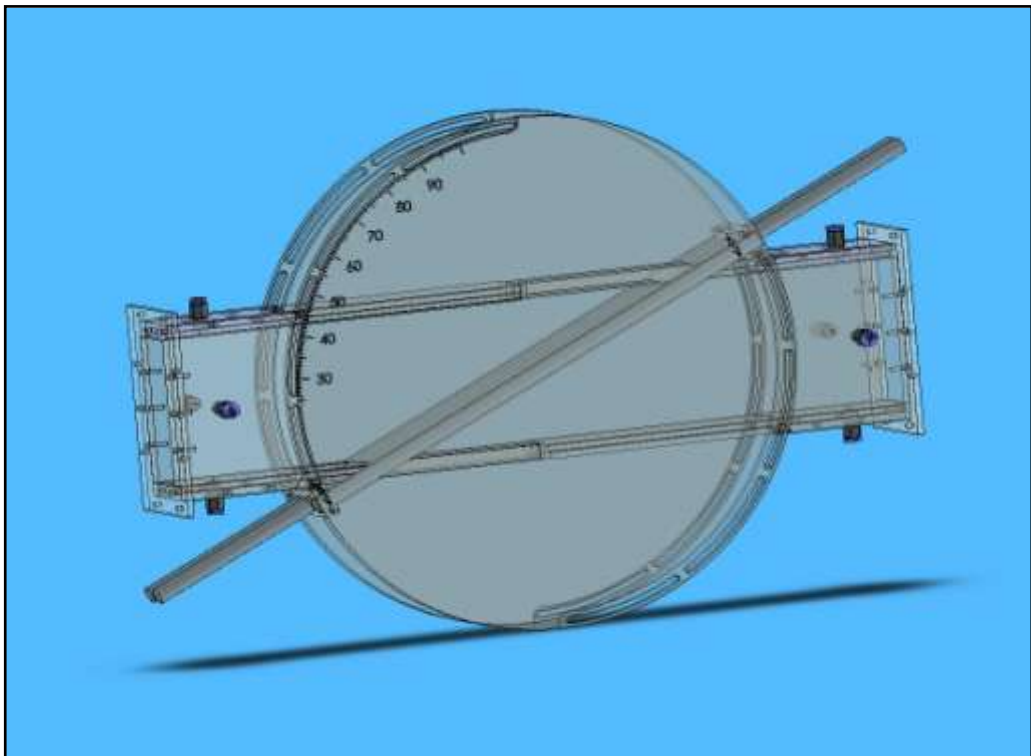


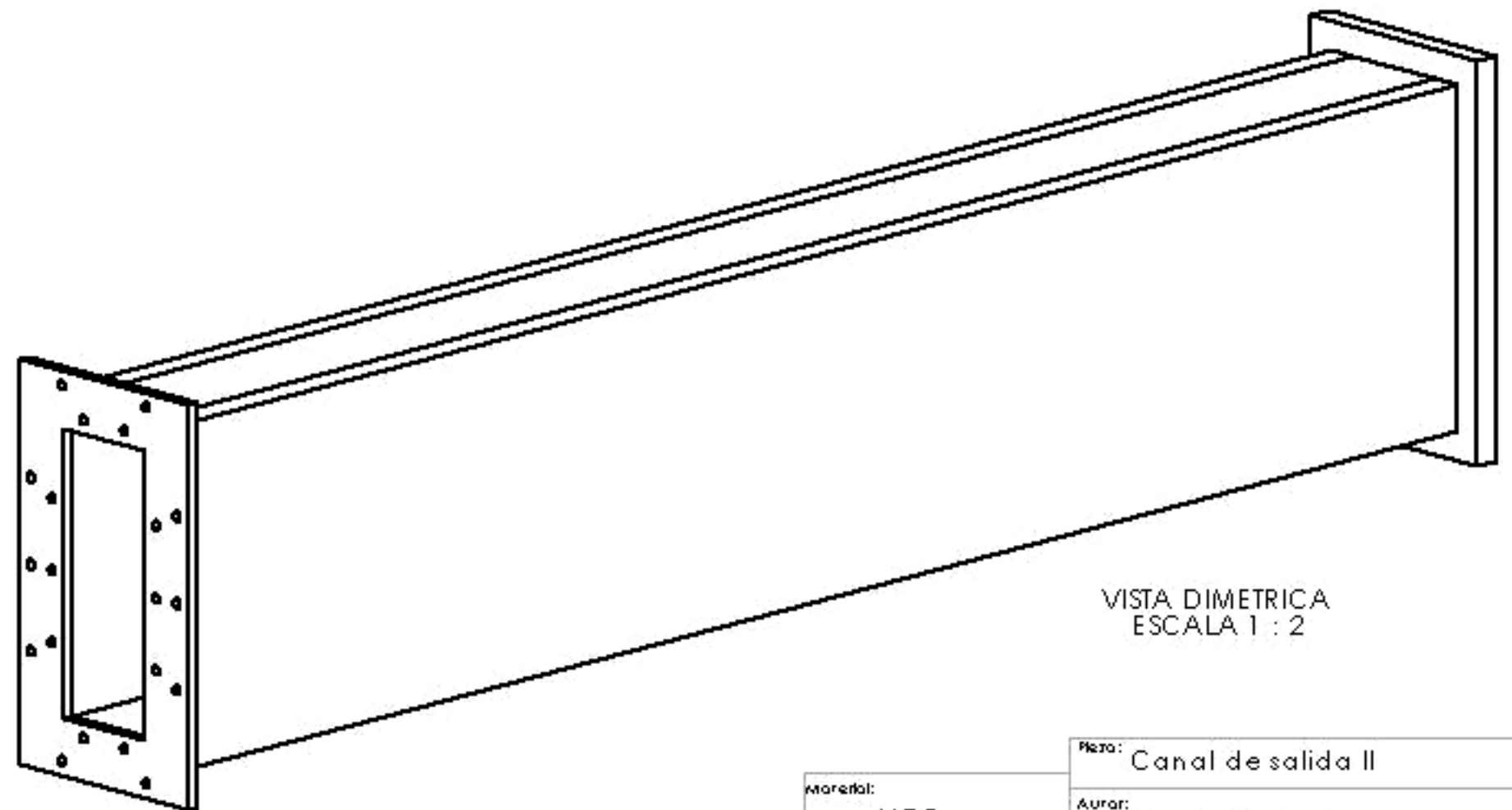
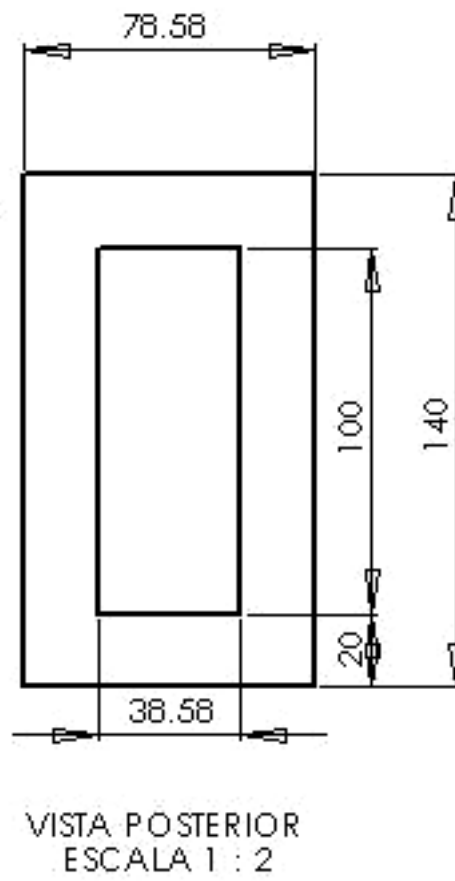
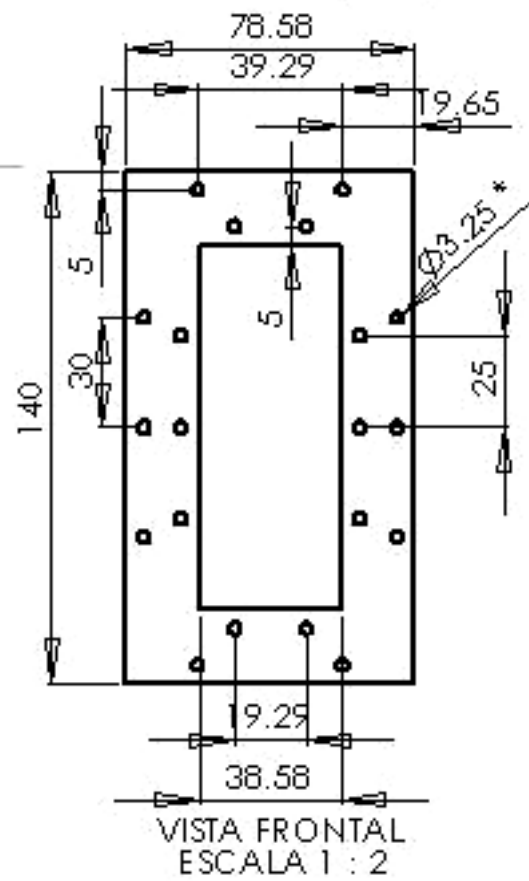
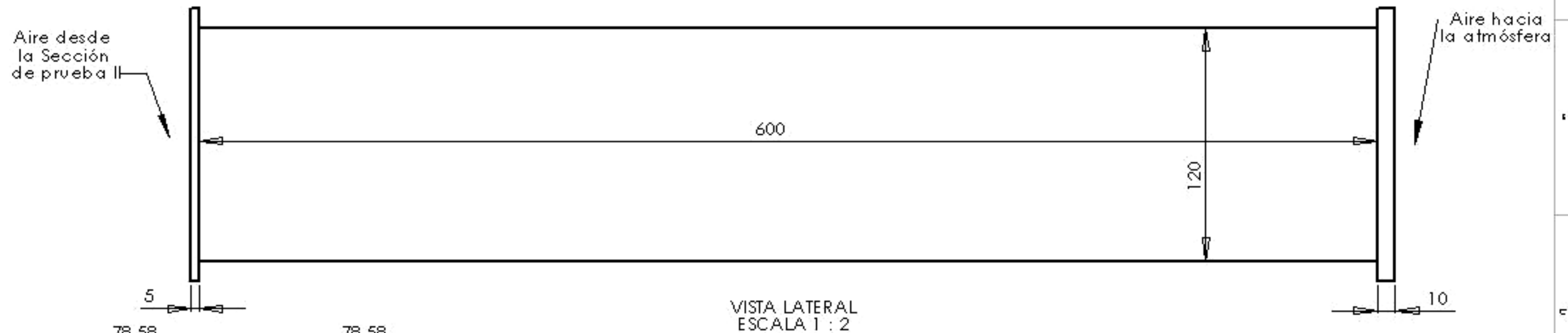
REFERENCIAS

- * Agujeros coincidentes con los de la Sección de entrada II
- ** Agujeros coincidentes con los de la Sección de salida II

Pieza: Sección de prueba II		A3
Material: Según pieza	Autor: Lic. Raúl Marino	
Para: Tesis doc.	Escala: Según vistas	Hoja 1 de 1
		Medidas en mm

Apéndice 6: Segundo experimento
Figura 78: Sección de prueba II (sup foto – inf CAD)

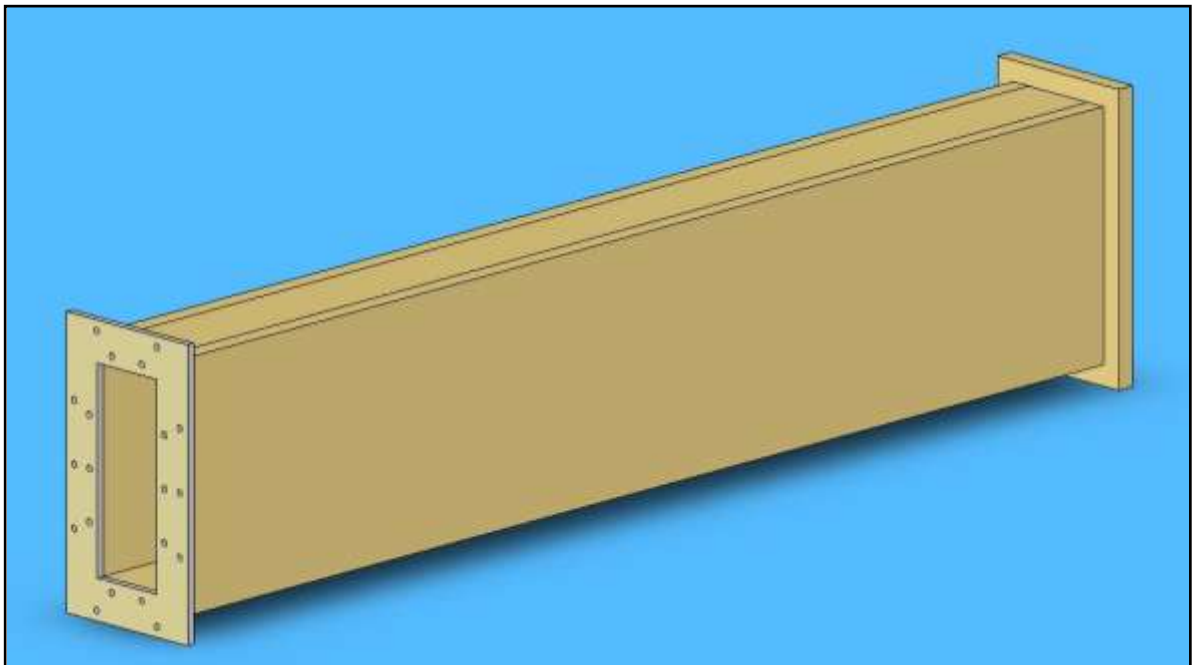




* Todos los agujeros iguales

Material: MDF		Para: Canal de salida II		A3
Para: Tesis doc.		Autor: Lic. Raúl Marino		
		Escala: Segun vistas	Hoja 1 de 1	Medidas en mm

Apéndice 6: Segundo experimento
Figura 80: Sección de salida II (sup foto – inf CAD)



Apéndice 7: Diagrama de conexiones de sensores de presión

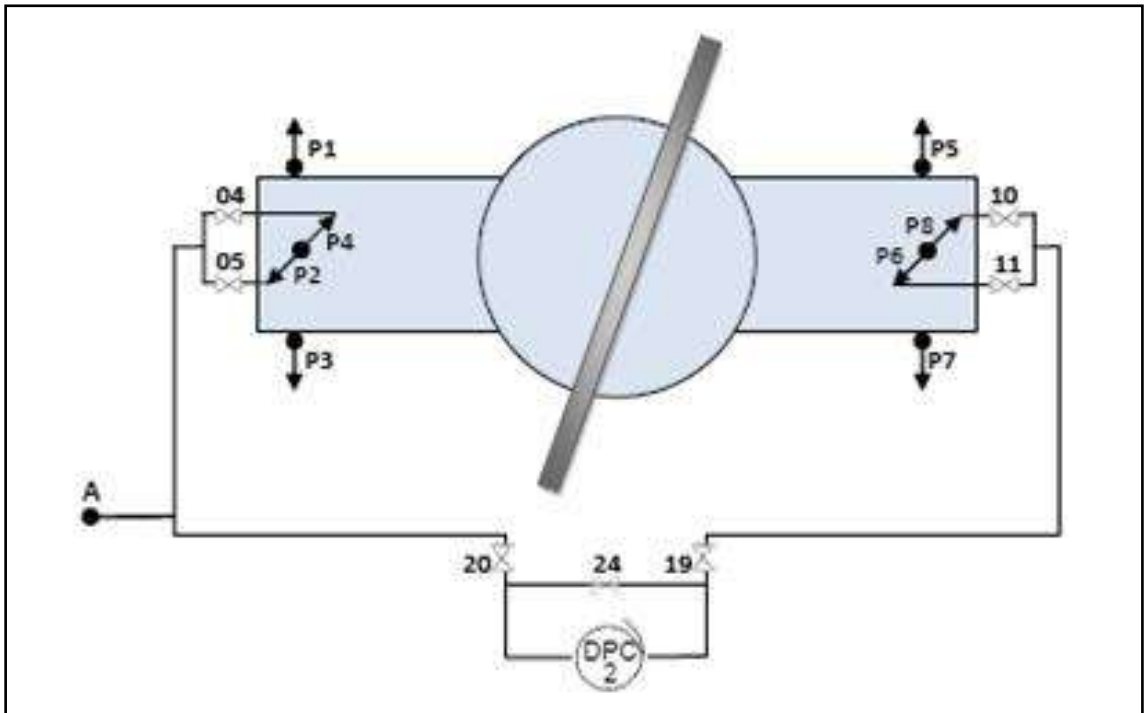


Figura 81: Sistema de medición de presión diferencial (plano horizontal)

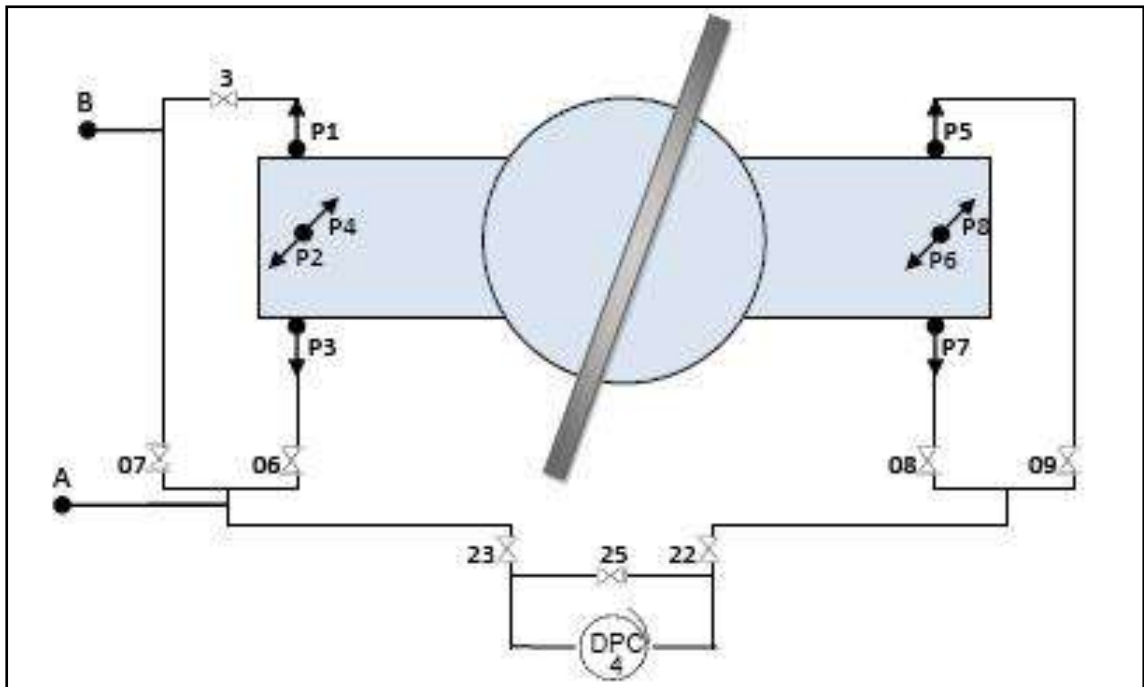


Figura 82: Sistema de medición de presión diferencial (plano vertical)

Apéndice 7: Diagrama de conexiones de sensores de presión

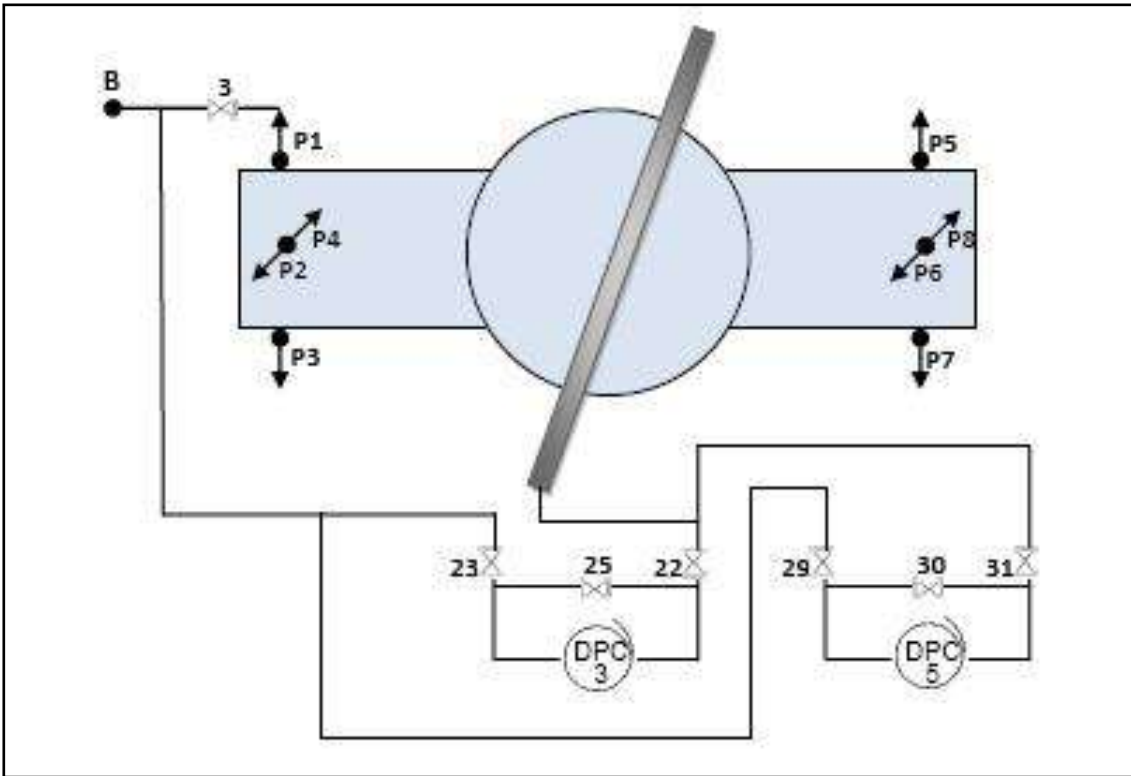
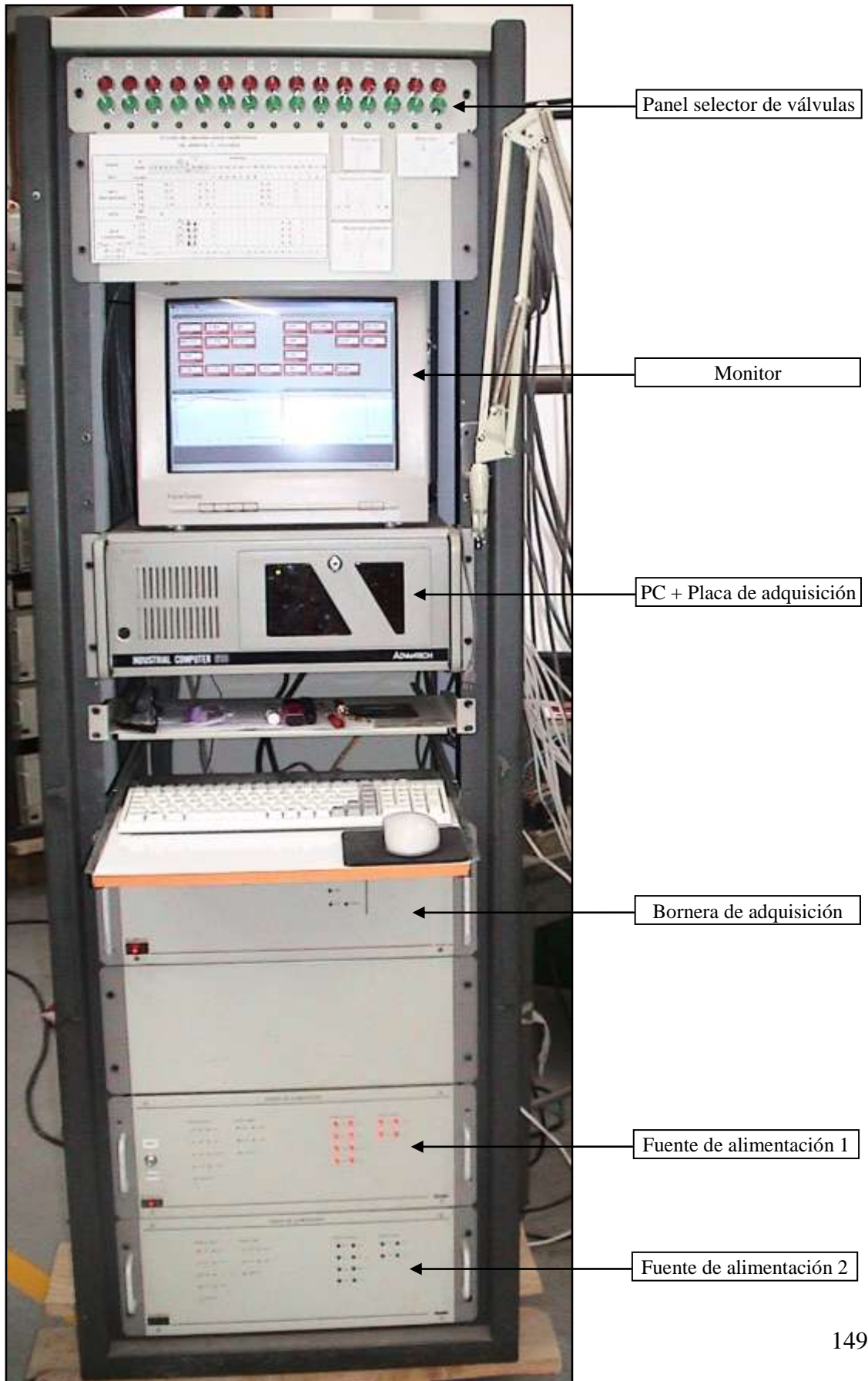


Figura 83: Sistema de medición de presión diferencial de la barra en función de θ .

Sensor	A medir	Válvulas																																	
		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31			
DP 1	Caudal										C	A	A	A	A	A	A																		
	DP 4-6				A	C					C	A	C							A	A														
DP 2	DP 4-8				A	C					A	C	C						A	A															
	DP 2-6				C	A					C	A	C						A	A															
(Horizontales)	DP 2-8				C	A					A	C	C						A	A															
	DP Barra																																		
DP 3	DP Barra																																		
	DP Barra																																		
DP 4	DP 1-7																																		
	DP 1-5																																		
(Verticales)	DP 3-7																																		
	DP 3-5																																		
DP 3, DP 4, DP 5	P Test	C	A	C	C	C	C	A	C	A	C	A	A	C	A	C	A	A	A	A	A	A	A	A	A	A	C	C	C	C	A	C	A		
	DP 1, DP 2,																																		

Apéndice 7: Diagrama de conexiones de sensores de presión
 Figura 84: Estado de electroválvulas

Apéndice 8: Sistema de adquisición de datos
Figura 85: Foto del sistema de adquisición



Apéndice 8: Sistema de adquisición de datos

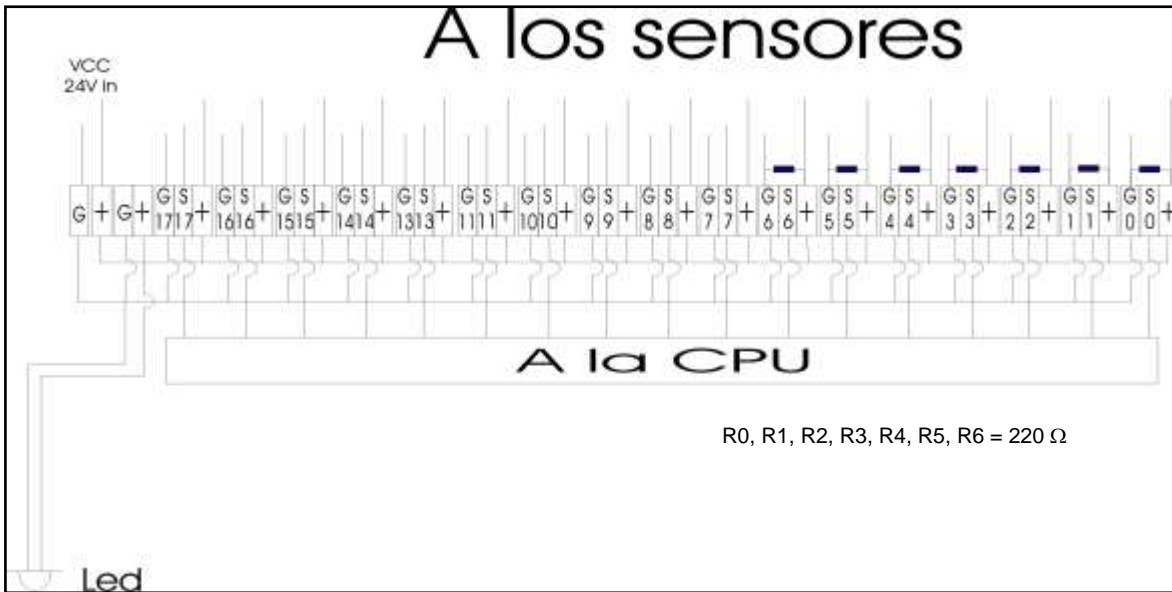


Figura 86: Esquema de la bornera para el Sistema de adquisición de datos.

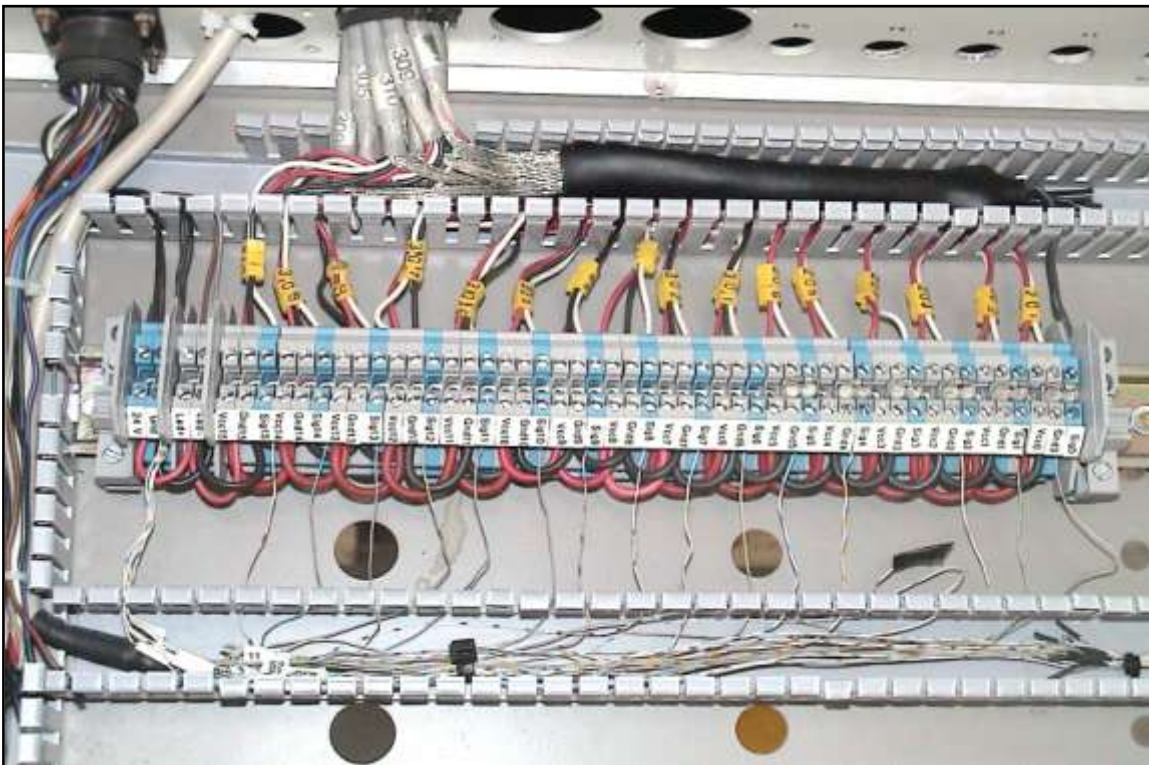


Figura 87: Fotografía de la bornera para el sistema de adquisición de datos.

Apéndice 8: Sistema de adquisición de datos

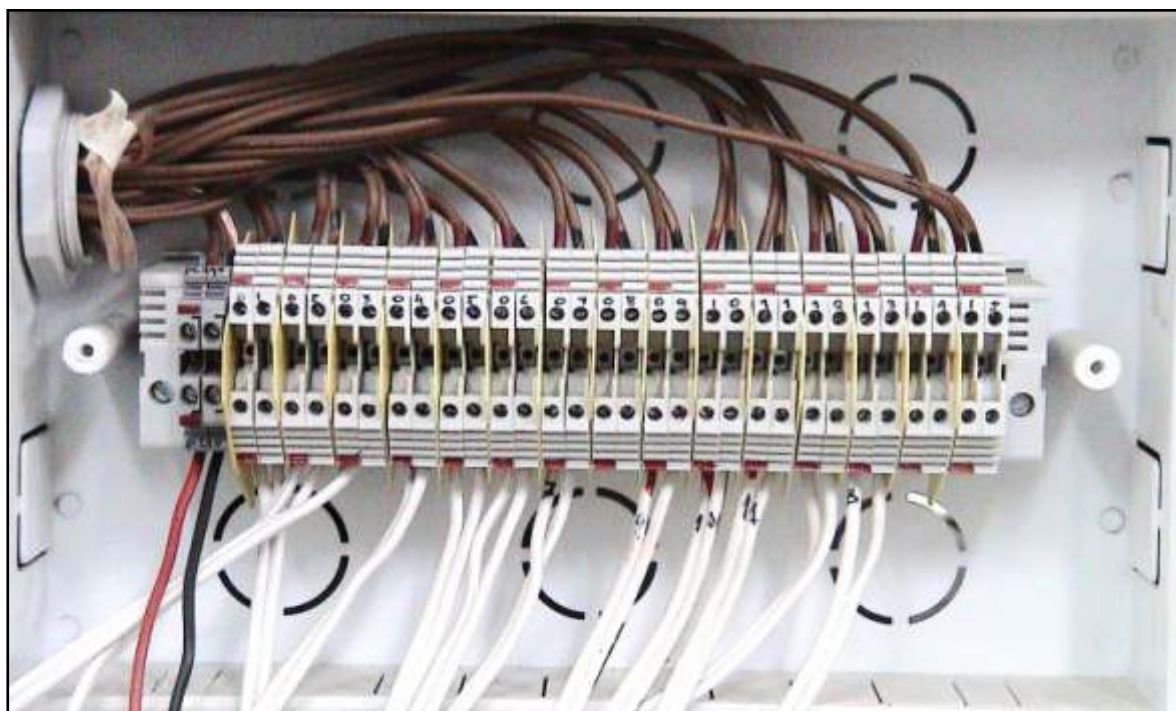
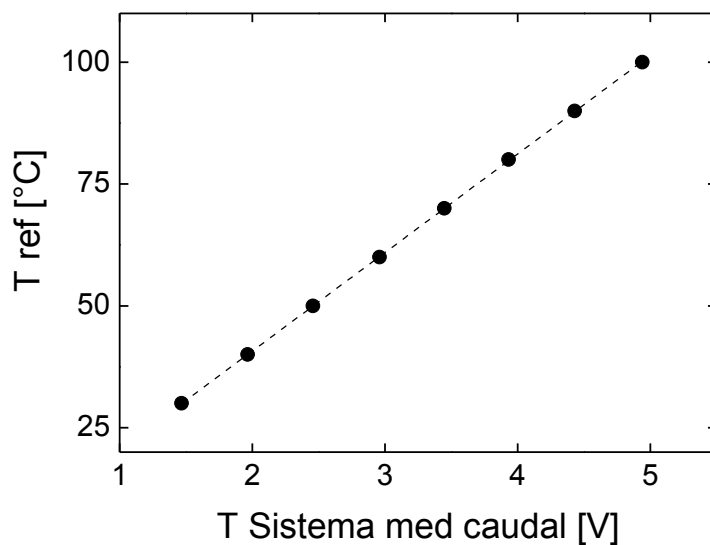


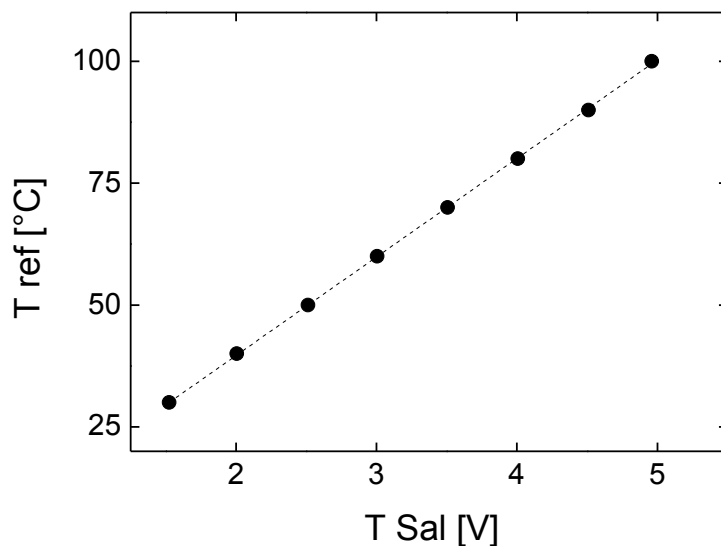
Figura 88: Fotografía de bornera de conexión de electroválvulas

Apéndice 9: Calibración de los instrumentos de medición



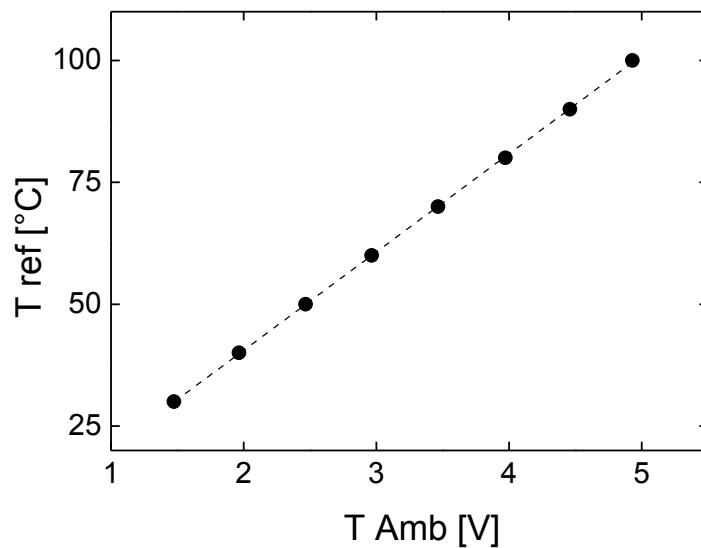
Ecuación	$y = a + bx$		
R^2	0.99997	Valor	Desviación standard
T ref	Ordenada	0.29909	0.13831
T ref	Pendiente	20.21903	0.04074

Figura 89: Calibración de la RTD (PT100) para la medición de temperatura en el Sistema de medición de caudal.



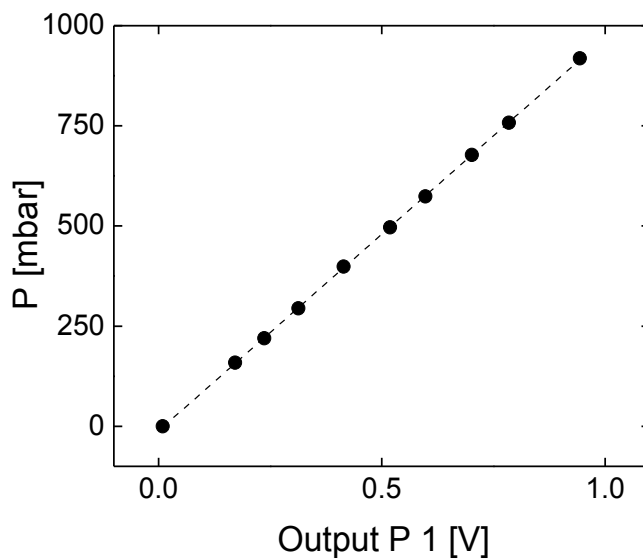
Ecuación	$y = a + bx$		
R^2	0.99985	Valor	Desviación standard
T ref	Ordenada	- 0.78707	0.31776
T ref	Pendiente	20.21652	0.09222

Figura 90: Calibración de la RTD (PT100) para la medición de temperatura de salida de la Sección de salida II.



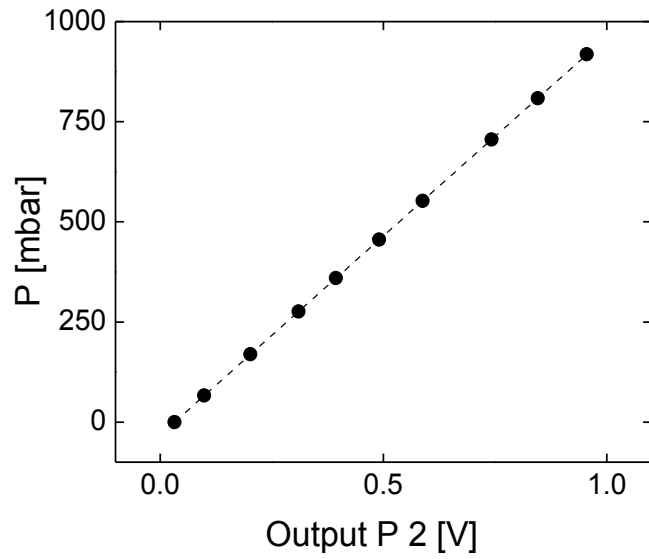
Ecuación	$y = a + bx$		
R^2	0.99992	Valor	Desviación standard
T ref	Ordenada	0.2492	0.2388
T ref	Pendiente	20.15354	0.07007

Figura 91: Calibración de la RTD (PT100) para la medición de temperatura ambiente.



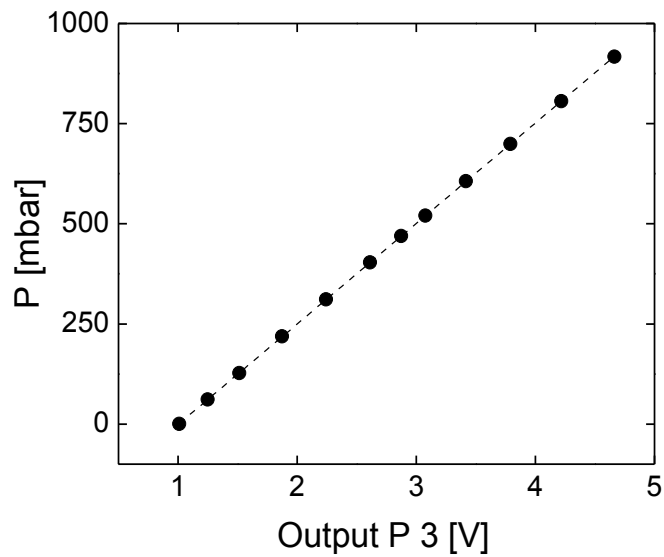
Ecuación	$y = a + bx$		
R^2	0.99995	Valor	Desviación standard
T ref	Ordenada	-11.29715	1.2775
T ref	Pendiente	981.02946	2.34034

Figura 92: Calibración del transductor de presión 1 (Jumo 4 Ap-30) para la medición de presión en el Sistema de medición de caudal.



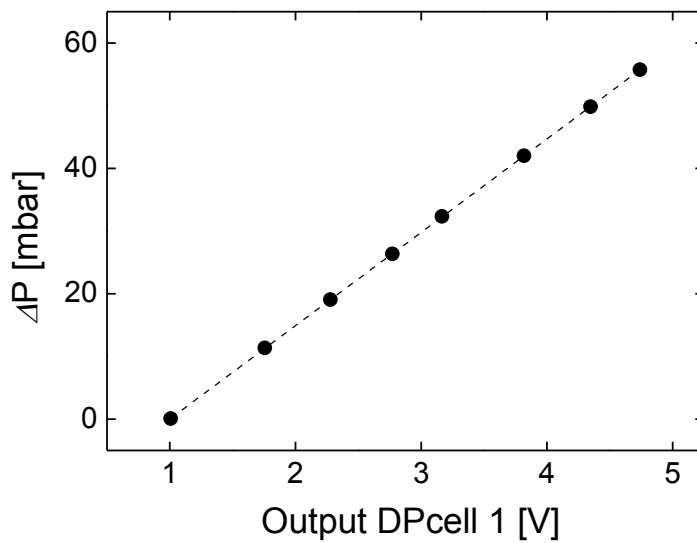
Ecuación	$y = a + bx$		
R^2	1	Valor	Desviación standard
T ref	Ordenada	-31.97766	0.10931
T ref	Pendiente	994.39027	0.1974

Figura 93: Calibración del transductor de presión 2 (Jumo 4 Ap-30) para la medición de presión en el Sistema de comprobación.



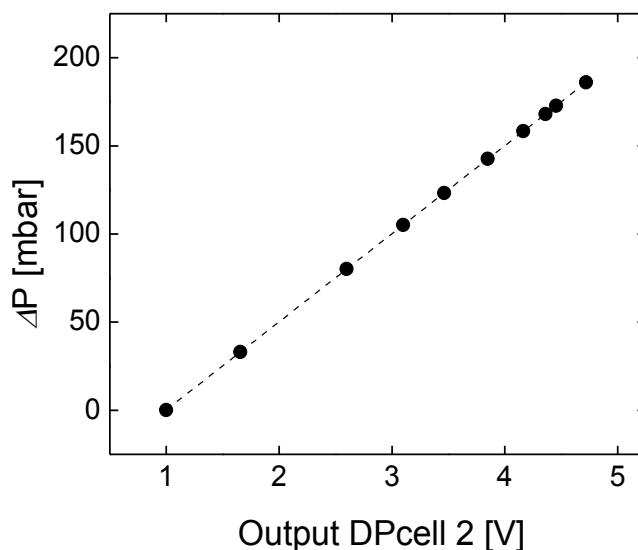
Ecuación	$y = a + bx$		
R^2	1	Valor	Desviación standard
T ref	Ordenada	-251.89473	0.43828
T ref	Pendiente	250.89385	0.14919

Figura 94: Calibración del transductor de presión 3 (Endress+Hauser – PMC 131) para la medición de presión atmosférica.



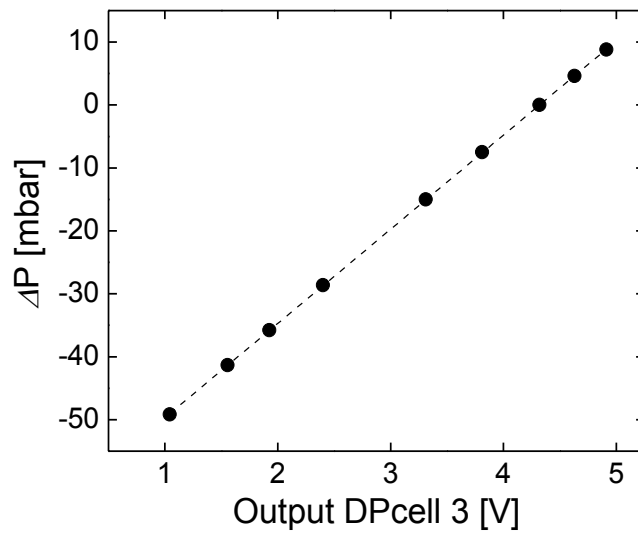
Ecuación	$y = a + bx$		
R^2	0.99999	Valor	Desviación standard
T ref	Ordenada	-14.86242	0.04516
T ref	Pendiente	14.89209	0.01402

Figura 95: Calibración de la Dpcell 1 (Honeywell ST300-900) para la medición de presión diferencial en el Sistema de medición de caudal.



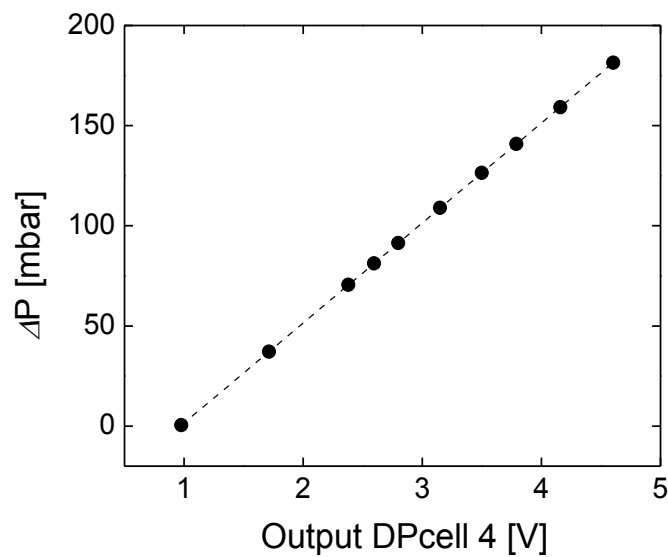
Ecuación	$y = a + bx$		
R^2	1	Valor	Desviación standard
T ref	Ordenada	-49.6836	0.0726
T ref	Pendiente	49.95404	0.02051

Figura 96: Calibración de la Dpcell 2 (Honeywell ST300-900) para la medición de presión diferencial en la Sección de prueba II en el plano horizontal.



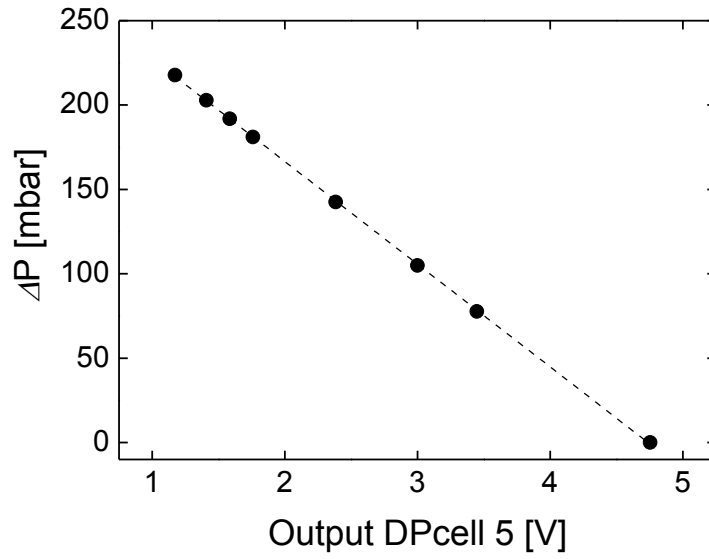
Ecuación	$y = a + bx$		
R^2	0.99999	Valor	Desviación standard
T ref	Ordenada	-64.63778	0.06378
T ref	Pendiente	14.9658	0.01888

Figura 97: Calibración de la Dpcell 3 (Siemens Sitrans PDS-III) para la medición de presión diferencial en la superficie de la barra para DP < 60 mbar.



Ecuación	$y = a + bx$		
R^2	1	Valor	Desviación standard
T ref	Ordenada	-48.38041	0.04841
T ref	Pendiente	49.92825	0.01538

Figura 98: Calibración de la Dpcell 4 (Honeywell ST300-900) para la medición de presión diferencial en la Sección de prueba II en el plano vertical.



Ecuación	$y = a + bx$		
R^2	0.99989	Valor	Desviación standard
T ref	Ordenada	288.24349	0.63807
T ref	Pendiente	-60.8557	0.23668

Figura 99: Calibración de la Dpcell 5 (Honeywell ST300-900) para la medición de presión diferencial en la superficie de la barra para DP > 60 mbar.

Apéndice 10: Comparación de proyecciones de medición

A medida que α decrece, el fluido se encuentra con un perfil elíptico. Los valores de los ángulos de las posiciones de medición con respecto a θ , que se encuentran en la barra (cilindro), son correspondientes en valor a las de una elipse formada por la intersección de un plano con un ángulo α y la barra (cilindro).

Se tiene:

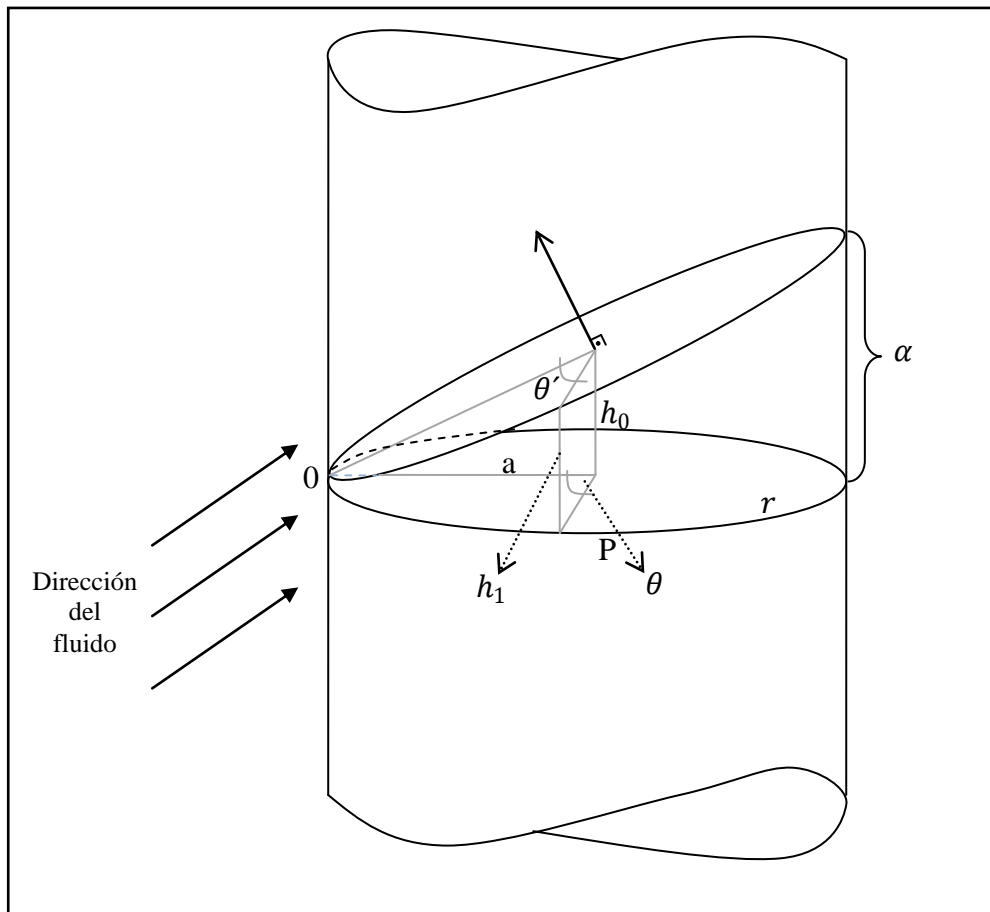


Figura 100: Determinación del ángulo equivalente θ'

La elipse tiene eje menor (y) igual al radio del círculo (r), y eje mayor (x) igual a $\frac{r}{\cos \alpha}$.

Se fija el origen de coordenadas en 0 .

Tomando x hacia la derecha, y hacia afuera de la hoja, z hacia arriba, la ecuación del plano inclinado es:

$$z = x \tan(\alpha) \quad (51)$$

La altura del centro de la elipse es:

$$h_0 = a \tan(\alpha) \quad (52)$$

Si se supone que el punto de toma de presión P está formando un ángulo θ respecto de O , la posición del punto será:

$$x = r(1 - \cos(\theta)) \quad (53)$$

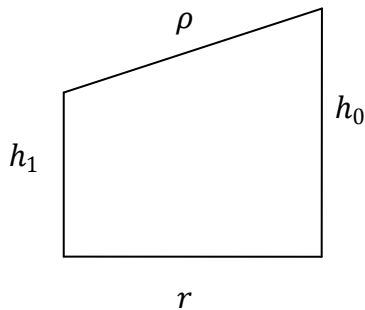
$$y = r \operatorname{sen}(\theta) \quad (54)$$

$$z = 0 \quad (55)$$

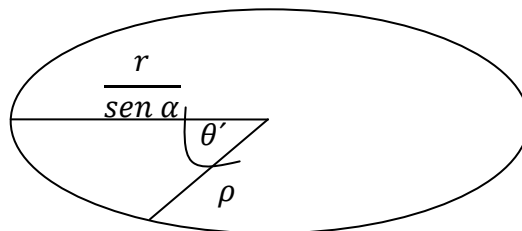
La altura de la elipse allí será:

$$h_1 = r (1 - \cos(\theta)) \tan(\alpha) \quad (56)$$

Formándose un trapecio:



Donde ρ es la distancia desde el centro de la elipse hasta el punto de la elipse correspondiente al punto P . Entonces se tiene en la elipse:



Por Pitágoras se tiene:

$$\rho = r^2(1 + \tan^2\alpha \cos^2\theta) \quad (57)$$

Como se necesita conocer el ángulo θ' . Según la ecuación polar de la elipse se conoce que:

$$\rho = \frac{r^2}{\cos^2\alpha} \cos^2\theta' + r^2 \text{sen}^2\theta' \quad (58)$$

Eliminando ρ y operando queda:

$$\frac{r^2}{\cos^2\alpha} \cos^2\theta' + r^2 \text{sen}^2\theta' = r^2(1 + \tan^2\alpha \cos^2\theta) \quad (59)$$

$$\cos^2\theta' + \text{sen}^2\theta' \cos^2\alpha = \cos^2\alpha + \text{sen}^2\alpha \cos^2\theta \quad (60)$$

$$1 - \text{sen}^2\theta' + \text{sen}^2\theta' \cos^2\alpha = 1 - \text{sen}^2\alpha + \text{sen}^2\alpha \cos^2\theta \quad (61)$$

$$\text{sen}^2\theta' (\cos^2\alpha - 1) = \text{sen}^2(\cos^2\theta - 1) \quad (62)$$

$$\text{sen}^2\theta' \text{sen}^2\alpha = \text{sen}^2\alpha \text{sen}^2\theta \quad (63)$$

$$\text{sen}^2\theta' = \text{sen}^2\theta \quad (64)$$

$$\theta' = \theta \quad (65)$$

Apéndice 11: Desprendimiento de la capa límite

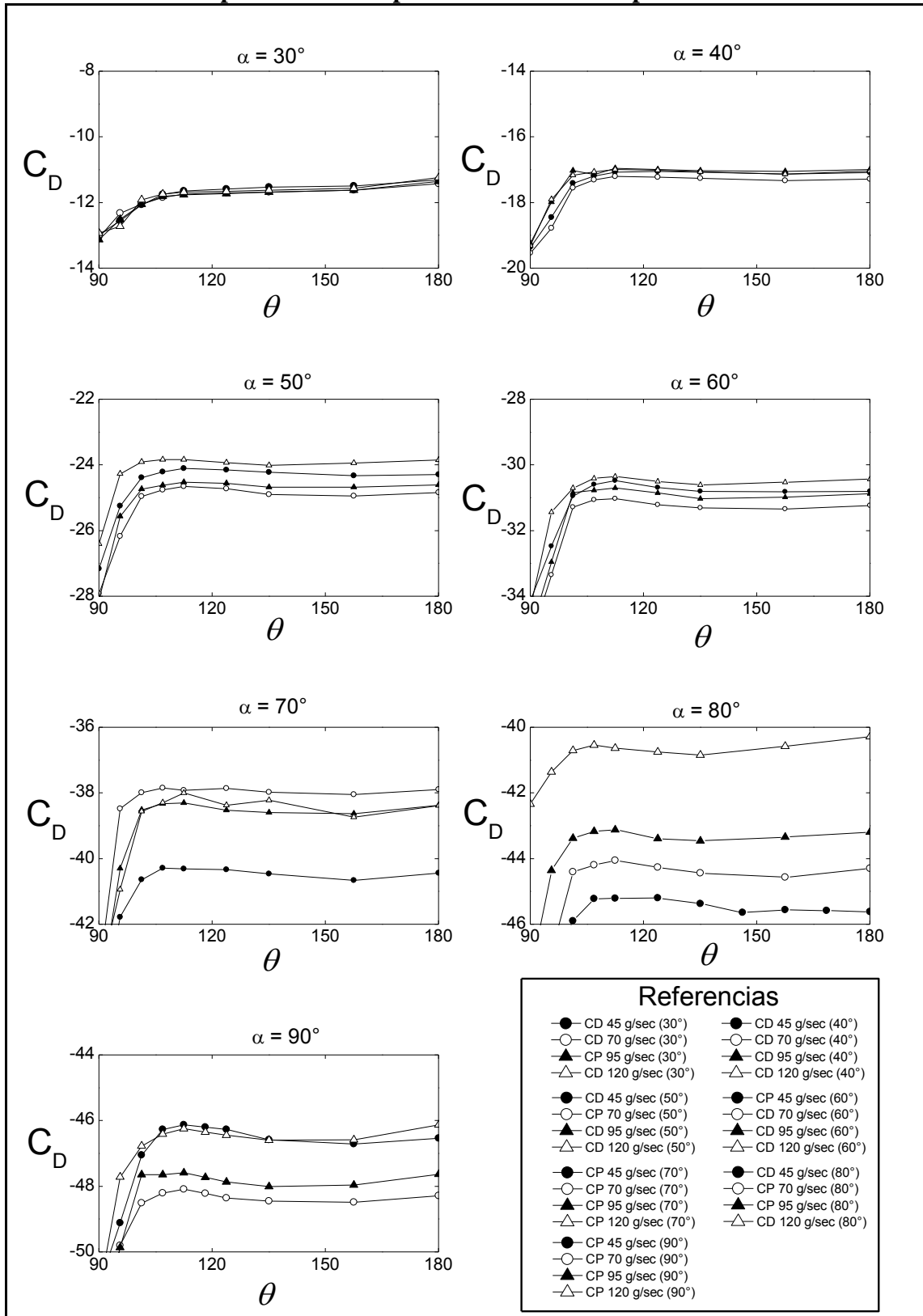


Figura 101: Comportamiento posterior al desprendimiento de la capa límite. C_D en función de θ parametrizado para \dot{m} .

Bibliografía recomendada

1. *Boundary-layer theory*, Hermann Schlichting, Mc Graw Hill books company, (1975).
2. *Experimental fluid mechanics 2d ed.*, P. Bradshaw, Oxford ; New York : Pergamon Press, (1970).
3. *Flow resistance : a design guide for engineers*, Erwin Fried y I.E. Idelchik, New York : Hemisphere Pub. Co., (1989).
4. *Fluid mechanics measurements 2nd ed.*, Richard J. Goldstein, Taylor & Francis, Washington, (1996).
5. *Measurement in fluid mechanics*, Stavros Tavoularis, Cambridge, New York : Cambridge University Press, (2005).
6. *Measurements in fluid mechanics*, Stavros Tavoularis, Cambridge University press, (2005).
7. *Turbulence and random processes in fluid mechanics 2nd ed.*, M. T. Landahl, E. Mollo-Christensen, Cambridge ; New York : Cambridge University Press, (1992).
8. *Turbulence un fluids*, Marcel Lesieur, Kluwer Academic publishers, (1997).
9. *Vorticity and turbulence*, J. Chorin, Springer-Verlag, New York, (1994).
10. *Thermal design of nuclear reactors*, R. H. Winterton, Pergamon press Ltd., England, (1981).

Publicaciones, disertaciones y participaciones en proyectos

1. Participación en proyecto: *Extensión de Quemado del Programa de Cálculo BaCo (PEQBaCo)*, A. Marino, J. Garcés, H. Taboada, H. Lestani y R. G. Marino, CNEA - Boletín Administrativo Público N°50/08 (Disposición N° 140 – 8/08/08 – Expediente. 120.000-2603(08)).
2. Disertación: *Flujo cruzado en combustibles refrigerados por gas: estudio de pérdida de carga en una facilidad experimental*, R. G. Marino, Reunión de Primavera de 2008 del Programa de Ciclo del Combustible, Buenos Aires, 24 al 28 de noviembre de 2008.
3. Disertación y publicación: *Flujo cruzado en combustibles refrigerados por gas: estudio de pérdida de carga en una facilidad experimental*, R. G. Marino, A. Clause, Publicación en los proceedings número A50, XXXV Reunión Anual de la AATN 2008, Buenos Aires, 10 al 14 de noviembre de 2008. (Se adjunta sólo el resumen)
4. Participación en proyecto: *Co-ordinated Research Project: Fuel Modelling at Extended Burnup (CRP FUMEX III)*, IAEA, 2008 y en desarrollo.
5. Publicación: *Polar profile of the wall pressure on cylindrical bars in yawed gas flow*, R. G. Marino, V. Herrero, N. Silin, J. Converti, A. Clause, Latin American Applied Research, MS 39-09, aceptado el 10 de septiembre de 2009, en prensa. (Se adjunta la publicación completa).
6. Disertación y publicación: *New applications in PHWR of yawed flow in fuel arrangements: preliminary test using gas flow*, R. G. Marino, A. Clause, V. Herrero, aceptado el 13 de octubre de 2009 para exponer en el “Technical meeting on pressurized heavy water reactor (PHWR) fuel design, fabrication and performance”, Buenos Aires, 9 al 12 de noviembre de 2009. (Se adjunta sólo el resumen)
7. Publicación: *Flujo oblicuo en combustibles de reactores refrigerados a gas: distribución de presiones en la superficie de una barra cilíndrica*, R. G. Marino, A. Clause, V. Herrero, aceptado el 13 de octubre de 2009 para exponer en la XXXVI Reunión Anual de la AATN 2009, Buenos Aires, 16 al 20 de noviembre de 2009. (Se adjunta sólo el resumen)

FLUJO CRUZADO EN COMBUSTIBLES REFRIGERADOS POR GAS: ESTUDIO DE PÉRDIDA DE CARGA EN UNA FACILIDAD EXPERIMENTAL

Marino R. G., Clause A.*

Grupo Diseño Avanzado y Evaluación Económica

Centro Atómico Bariloche, Comisión Nacional de Energía Atómica

R8402AGP Bariloche, Argentina (marinor@cab.cnea.gov.ar)

*PLADEMA – CNEA (Tandil)

Resumen

La potencia térmica de un reactor nuclear es una mezcla de límites específicos de diseño. En los reactores refrigerados por gas el límite térmico a full power está dado por la máxima temperatura del combustible y de salida del núcleo. Investigaciones previas demuestran que existe un aumento de la competitividad de la energía nuclear mediante el aumento de la eficiencia. Esto puede lograrse al alcanzar altas temperaturas de salida de núcleo, particularmente si se usan ciclos Bryton.

La máxima temperatura del combustible y de salida del núcleo depende de la densidad de potencia en el combustible y en el núcleo. Normalmente se encuentran fuertemente relacionadas en una configuración por refrigeración axial de los combustibles. Esto produce que la temperatura del núcleo aumente constantemente a lo largo del canal. Sin embargo esta configuración de refrigeración no es la que produce la menor temperatura de combustible y de salida de núcleo para una dada temperatura máxima de salida de núcleo, aunque sea la más utilizada en la construcción de reactores. Pero es posible alcanzar mayores eficiencias si se evalúan nuevos materiales para los combustibles, o si se analiza un sistema de refrigeración diferente.

Por ejemplo, otras configuraciones de refrigeración de reactores han sido estudiadas y exitosamente implementadas. En 1947 el reactor de investigación de grafito BNL fue diseñado usando un sistema de refrigeración llamado “Split flow”, donde el flujo ingresa transversalmente en la mitad del núcleo donde la máxima potencia térmica se combina con la mínima temperatura del refrigerante, minimizando la máxima temperatura en el centro del núcleo.

En el presente trabajo se pretendió estudiar una combinación de flujo axial – radial, que llamamos “flujo cruzado” en un canal simplificado representativo de un combustible. El objetivo final fue explorar los fenómenos básicos hidráulicos asociados a este tipo de flujo, identificar los conceptos críticos, y desarrollar herramientas teóricas que sirvan de soporte para el diseño de reactores refrigerados por gas.

Para esto se construyó una facilidad experimental donde se estudiaron las pérdidas de carga entre la entrada y salida de un elemento combustible simulado de un reactor nuclear refrigerado a gas (CO₂), mediante flujo axial-radial. Se construyó un modelo para el ensayo que constituyó el mínimo subcanal de un combustible real. El fluido de proceso utilizado fue aire comprimido a un caudal máximo de 35 g/seg.

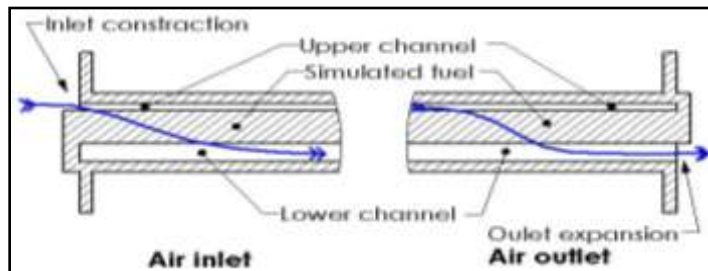


Fig 1: Circulación del aire en la facilidad experimental.

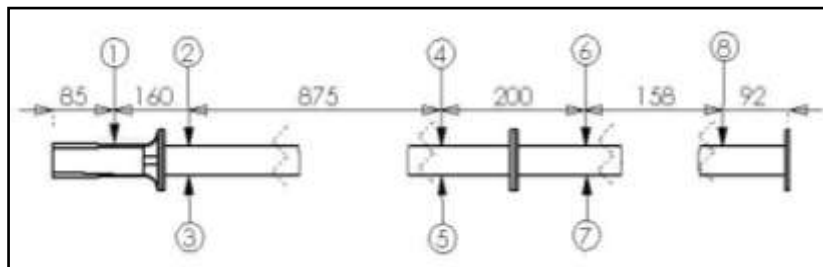


Fig 2: Posiciones de medición de presión (1 a 7) y posición de medición de temperatura (8).

En la facilidad experimental se observó que la mayor pérdida de carga se manifiesta en las contracciones de entrada y salida, no siendo así en la zona de las barras. Siguiendo las líneas de corriente se observó que deben ser tenidos en cuenta para el diseño del combustible los vórtices de turbulencia que se producen en las zonas de las contracciones de entrada y salida.

Se comparan también los resultados obtenidos de las mediciones experimentales con los resultados de un modelo computacional CFD tridimensional y un modelo analítico unidimensional. Se observó que los resultados fueron acordes a lo esperado, introduciéndose las modificaciones en una segunda facilidad experimental actualmente construida.

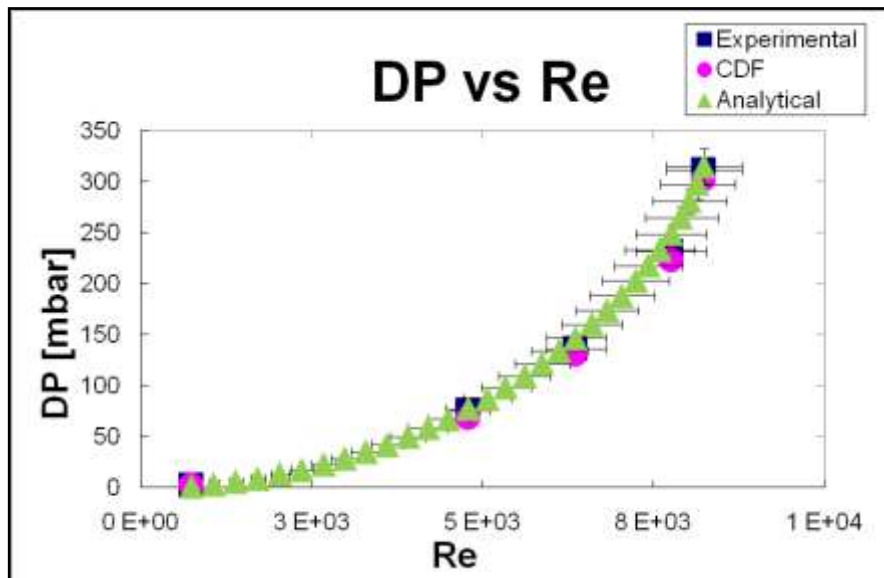


Fig 3: Pérdida de carga en función de Re de la facilidad experimental, evaluada por un método experimental, CFD y analítico 1D.

En la facilidad, mediante el uso de trazadores, se observó que el ángulo natural en el que producía el flujo cruzado se encuentra entre los 35° y 40°. Por esto la segunda facilidad se construyó con la posibilidad de variar el ángulo entre el fluido y las barras. Lo que se pretende ahora es determinar si existe un ángulo para el cual la pérdida de carga es mínima y la transferencia de calor máxima. Esto se evaluará para diferentes caudales y regímenes de flujo.

POLAR PROFILE OF THE WALL PRESSURE ON CYLINDRICAL BARS IN YAWED GAS FLOW

R. MARINO¹, V. HERRERO², N. SILIN¹, J. CONVERTI¹ and A. CLAUSSE^{3,2}

¹ *CNEA-EA-CONICET, 8400 Bariloche, Argentina.*

² *Universidad Austral, 1063 Buenos Aires, Argentina.*

³ *CNEA-CONICET and Universidad Nacional del Centro, 7000 Tandil, Argentina.*

Email pladema@exa.unicen.edu.ar

Abstract— The polar distribution of wall pressures in cross flow through a cell of four cylindrical tubes inclined at different angles $30^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$ was experimentally studied using flow air at near atmospheric pressure flowing at a maximum velocity of 30.8 m/sec ($2200 \leq Re \leq 6100$) The experiments show that the pressure coefficient is strongly influenced by the inclination angle. For perpendicular cross flow, the experiments were compared with those obtained from potential flow theory showing poor agreement. A model based on the curvature of the stream lines in the gap between bars agrees very well with the pressure coefficient at the gap.

Keywords— Gas flow, yawed flow, cylindrical tubes, pressure drop, boundary layer.

I. INTRODUCTION

Any solid obstacle immersed in a flow generates a resistance, which cannot be correctly predicted unless the separation of the boundary layer on the wall in the rear of the obstacle is considered. Boundary layer theory predicts accurately the point of separation, but fails in calculating the wall pressure profile, which is responsible for the drag force. The problem of separation of boundary layer in gas flow received the attention of researchers for many years (Prandtl, 1952), mostly in aerodynamic research related to the development of aviation industry (Wu and Chen, 2000). Turbine gas generators have introduced several interesting issues, such as flow around tubes and cross flow through tube bundles amongst

others. Flow around different tube configurations has also applications in nuclear industry, especially in advanced gas cooled reactors. A careless fluid dynamic design of fuel elements might lead to flow induced vibrations affecting normal behavior of the core structure (Kishor *et al.*, 2006). Therefore the understanding of gas dynamics around fuel bundles and the generation of experimental data to support design are important issues (Fahmi *et al.*, 1989).

The general problem of flow across circular cylinders is a well known problem of fluid dynamics. A good review can be found in (Zdravkovich, 2003). The issue was extensively studied in surface flow for its applications in support columns of river bridges. For internal flow, the studies were aimed mainly to heat exchangers. Fornberg (1991) analyzed the incompressible cross-flow past a row of circular cylinders. Williamson (1988, 1992) investigated the three-dimensional transition of the flow behind a circular cylinder. Schewe (1983) found that the drag coefficient and the vortex shedding frequency are not sensitive to the Reynolds number within the subcritical regime ($300 < \text{Re} < 3 \cdot 10^5$). A number of numerical calculations of the cross-flow around cylinders were presented in 2D and 3D geometries. An updated review of these studies can be found in (Zhao *et al.*, 2009).

In numerous applications, such as the flow past cables, subsea pipelines, and heat exchangers, the direction of the flow is not strictly perpendicular to the cylinder axis. This kind of flows can be ideally represented by a wake flow downstream of a yawed cylinder. Flows past a yawed cylinder have been studied by a number of investigators both experimentally and numerically (Zhao *et al.*, 2009; King, 1977; Thakur *et al.*, 2004; Chiba and Horikawa, 1987; Marshall, 2003; Lucor and Karniadakis, 2003; Kim *et al.*, 2006; Fowler and Bejan, 1994). Experimental results showed that, for an isolated long cylinder, the drag coefficient normalized by the velocity component perpendicular to the cylinder, are approximately independent on the yaw angle. In case of flow past a yawed cylinder of finite length, it was shown that the wake vortices far from the upstream end of the cylinder are approximately parallel to the cylinder. The vortices near the upstream end of the cylinder are aligned at an angle larger than the cylinder inclination.

In this article, the distribution of wall pressure around a bundle cell three tubes with different inclinations to the flow was experimentally and theoretically studied. Gas flow around rod bundles similar configurations were studied in the past (Peybernès, 2005; Zdravkovich, 2003), although pressure profiles on the wall tube were not reported in the open literature for such bundles.

II. EXPERIMENTAL SETUP AND METHOD

The experimental setup consists of a rectangular channel. Air is forced, by an axial compressor, through a set of cylindrical bars at variable controlled inclination. The flow is homogenized by means of three metallic grids in the inlet section (Fig. 1).

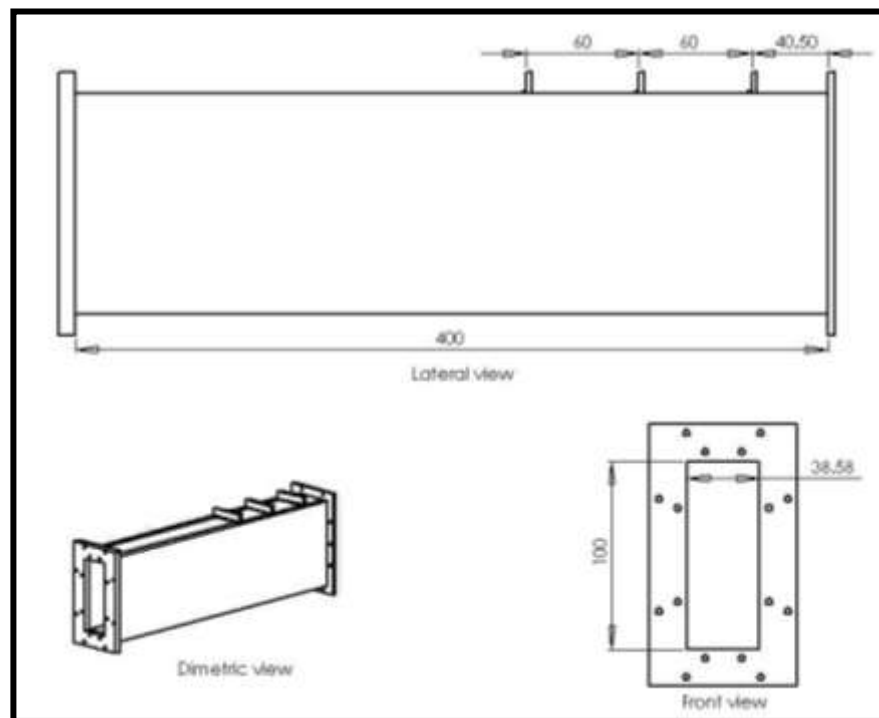


Figure 1: Inlet section (Lengths in mm)

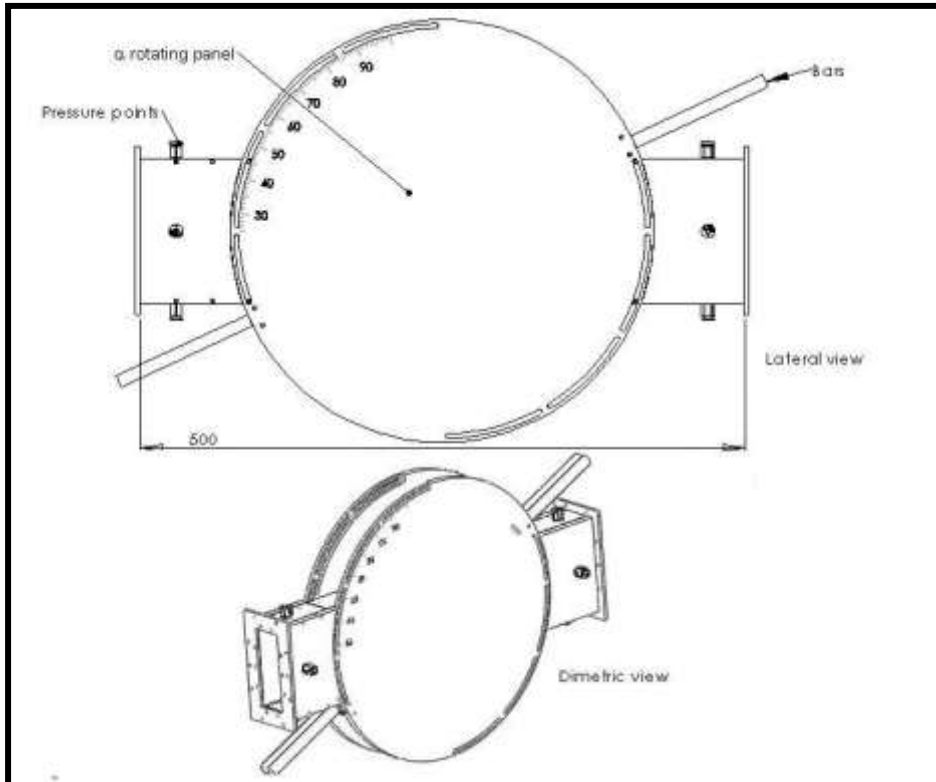


Figure 2a: Test section (Lengths in mm)

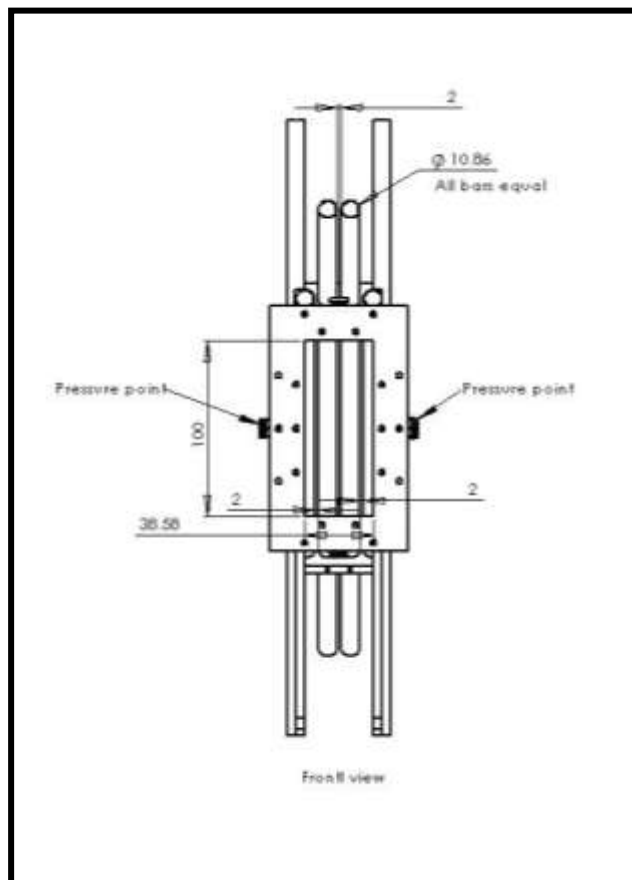


Figure 2b: Cross view of the Test section (Lengths in mm)

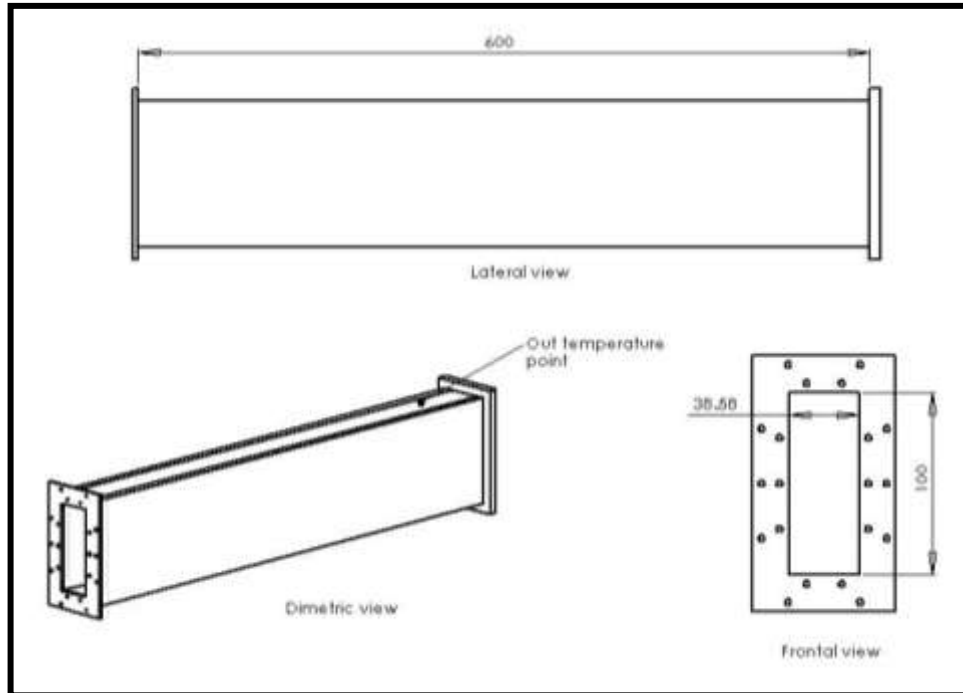


Figure 3: Outlet section (Lengths in mm).

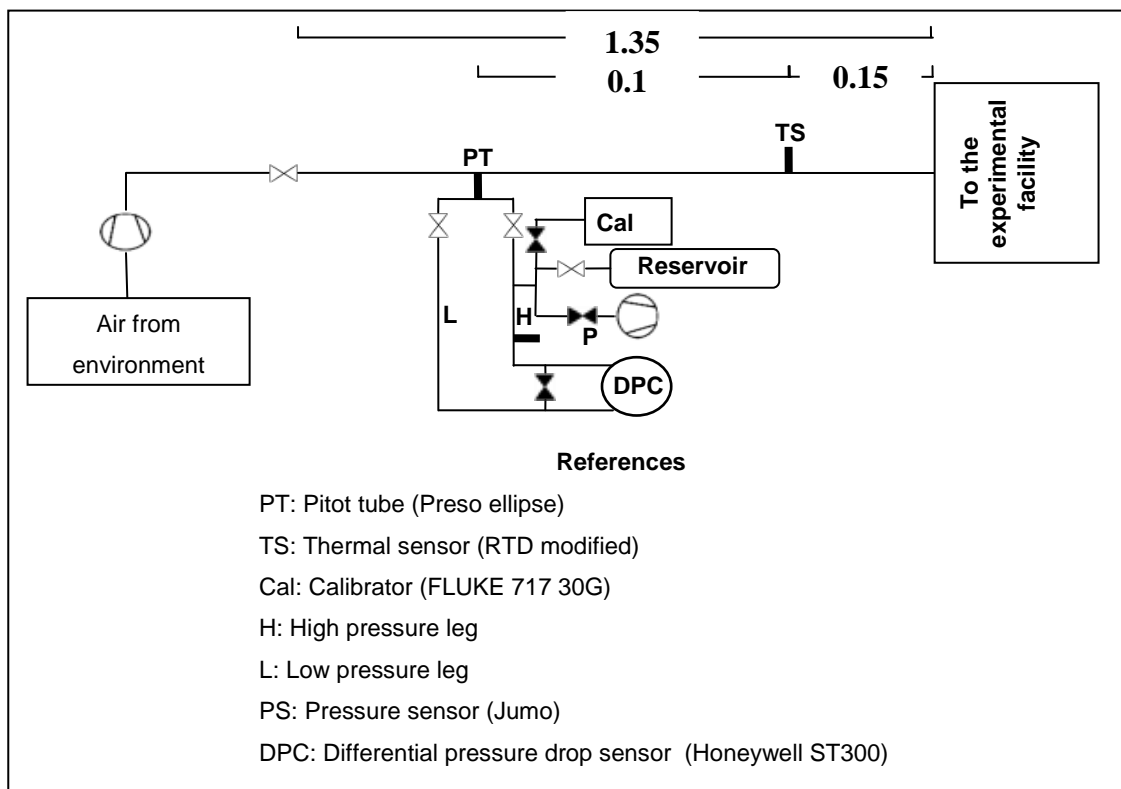


Figure 4: Mass flow measurement system. All lengths are expressed in meters.

The uniformity of the velocity profile was verified measuring its local value in the cross section by means of a hot-wire anemometer.

The flow in the test section (Figs. 2a, 2b) is forced through two metallic bars of circular cross section (OD 10.86 mm) in the center and two lateral half bars. The gap between bars is 2 mm, and the inclination of the array is measured by an attached protractor (0.5° accuracy). The outlet section (Fig. 3) prevents downstream interference on the test section flow and provides a convenient location for the measurement of bulk exit conditions.

The flow rate is measured by means of an elliptical Pitot tube (Preso Ellipse) located in a stainless steel pipe SCH 30, $\text{Ø} = 2''$, 1.35 m long, which ensures the flow development at the point of measurement. The Pitot tube is connected to a DP Cell Honeywell ST 300. A RTD (thermal sensor) is used to measure fluid temperature (Fig. 4).

A 0.5 mm diameter hole (at the vertical midpoint position) in one of the central bars of the test section for pressure measurement was designed to rotate on its axis. The difference between the internal pressure of the bar and the bulk pressure in the inlet section was measured with another DP Cell Honeywell ST 300 for $\Delta p > 60$ mbar and a DP Cell Siemens Sitrans PDS-III for $\Delta p \leq 60$ mbar (Fig. 5).

Measurements were performed for several steady gas flow rates. Once the steady state temperature was reached, the differential pressure between the bar wall and the inlet was recorded for different angular positions θ ($\theta = 0$ being the flow direction) (Fig. 5). Measurements were also done adjusting the array of bars to different inclination angles $30^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$ respect to the flow direction.

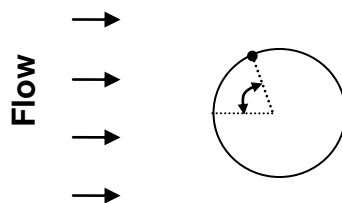


Figure 5: Definition of the polar angle.

III. EXPERIMENTAL RESULTS

Figures 6 to 12 show the θ dependence of the wall pressure coefficient C_D defined as:

$$C_D(\theta) = \frac{p_w(\theta) - p_\infty}{\frac{1}{2}\rho v_\infty^2} \quad (1)$$

where ρ is the gas density, $p_w(\theta)$ is the wall pressure at the polar angle θ , and p_∞ and v_∞ are the inlet pressure and characteristic velocity $v_\infty = \dot{m}/\rho_\infty A_\infty$ (being \dot{m} the mass flow rate, and ρ_∞ and A_∞ are the inlet air density and cross section area. Each graphic corresponds to measurements performed at constant inclination α , and the curves are parameterized with v_∞ . Since the measurements were symmetric for $180^\circ \leq \theta \leq 360^\circ$, only the range $0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$ is shown.

The hydraulic diameter of the system is calculated as $D_h = 2/(h^{-1} + \varepsilon^{-1})$, where h is the channel height and ε is the gap between bars. The resulting Reynolds number, $Re = v_\infty D_h / \nu$ ranges $2200 \leq Re \leq 6100$.

It can be observed that C_D is almost independent of the flow rate within the experimental errors. Fig. 13 shows the values of C_D at $\theta = 0$ (stagnation point) for each experimental condition. It can be seen that the values are around $C_D = 1$, although they somehow differ specially at low velocities, probably due to the larger uncertainties in this region. The lowest pressure is measured at $\theta = 90^\circ$. For $\theta > 90^\circ$ there is a slight pressure recovery and then the pressure remains constant until $\theta = 180^\circ$, which is an indication of the detachment of the boundary layer. At $\alpha = 90^\circ$ the pressure recovery occurs around $\theta = 110^\circ$, closer to $\theta = 90^\circ$ than in a flow passing around an isolated bar (White, 1996); this suggests that the presence of neighbor bars favors the detachment of the boundary layer.

As the inclination of the array increases, *i.e.* α decreases, the minimum pressure at 90° and the back pressure at 180° increases. Also, the detachment point moves progressively to the rear, reaching $\theta = 140^\circ$ for $\alpha = 30^\circ$. These effects are reasonable since the planar cross-section shapes tend to ellipses, which are aerodynamically better the longer is the axis parallel to the flow. Fig. 14 shows the dimensionless rear wall pressure averaged between 45 g/sec and 120 g/sec for different inclination angles. The corresponding correlation is:

$$\bar{C}_D = (-0.63 \pm 0.02) \alpha + (7.4 \pm 1.1) \quad (66)$$

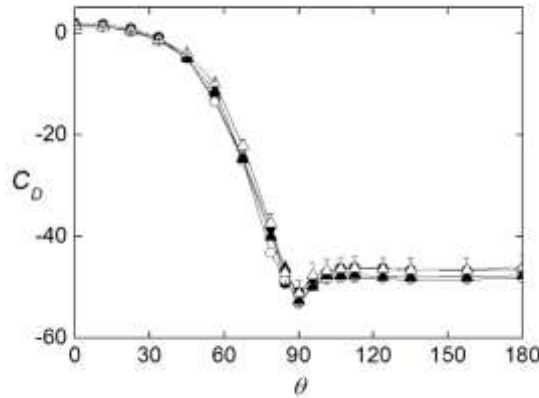


Figure 6: Polar profile of the pressure coefficient for a flow perpendicular to the array of bars ($\alpha = 90^\circ$). Experimental results (symbols). Inlet flow velocity: 12.06 m/sec (\bullet), 18.66 m/sec (\circ), 24.9 m/sec (\blacktriangle), 30.81 m/sec (\triangle).

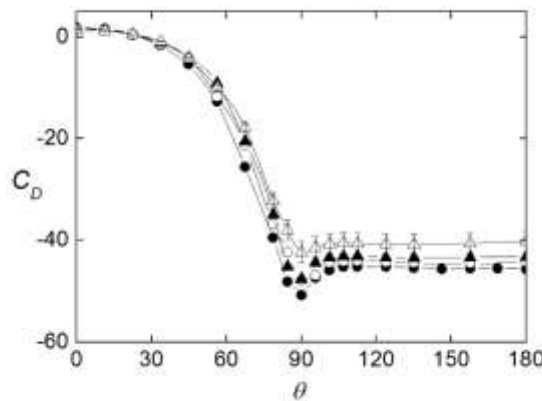


Figure 7: Polar profile of the pressure coefficient for a yawed flow across an array of bars inclined $\alpha = 80^\circ$. Inlet flow velocity: 12.06 m/sec (\bullet), 18.66 m/sec (\circ), 24.9 m/sec (\blacktriangle), 30.81 m/sec (\triangle).

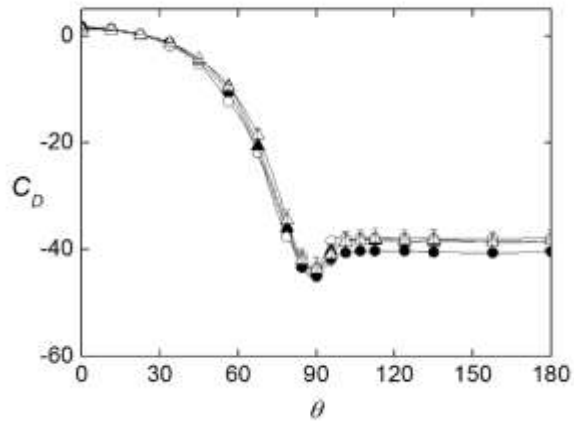


Figure 8: Polar profile of the pressure coefficient for a yawed flow across an array of bars inclined $\alpha = 70^\circ$. Inlet flow velocity: 12.06 m/sec (●), 18.66 m/sec (○), 24.9 m/sec (▲), 30.81 m/sec (△).

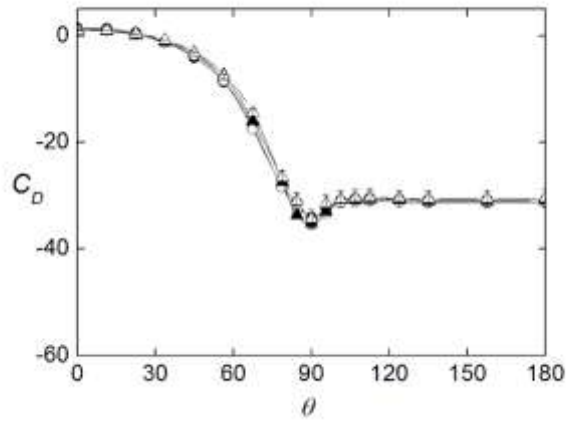


Figure 9: Polar profile of the pressure coefficient for a yawed flow across an array of bars inclined $\alpha = 60^\circ$. Inlet flow velocity: 12.06 m/sec (●), 18.66 m/sec (○), 24.9 m/sec (▲), 30.81 m/sec (△).

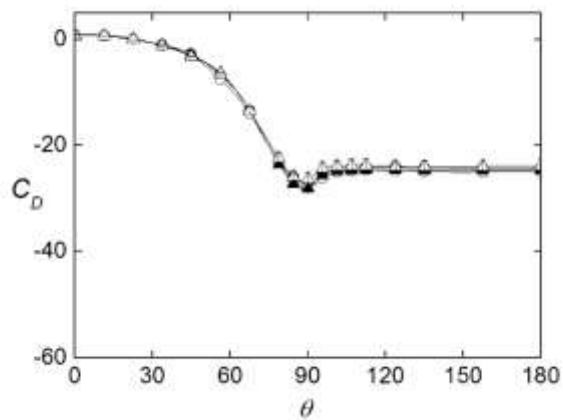


Figure 10: Polar profile of the pressure coefficient for a yawed flow across an array of bars inclined $\alpha = 50^\circ$. Inlet flow velocity: 12.06 m/sec (●), 18.66 m/sec (○), 24.9 m/sec (▲), 30.81 m/sec (△).

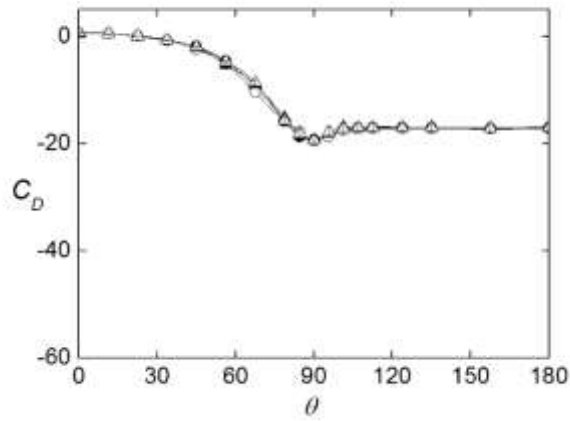


Figure 11: Polar profile of the pressure coefficient for a yawed flow across an array of bars inclined $\alpha = 40^\circ$. Inlet flow velocity: 12.06 m/sec (●), 18.66 m/sec (○), 24.9 m/sec (▲), 30.81 m/sec (△).

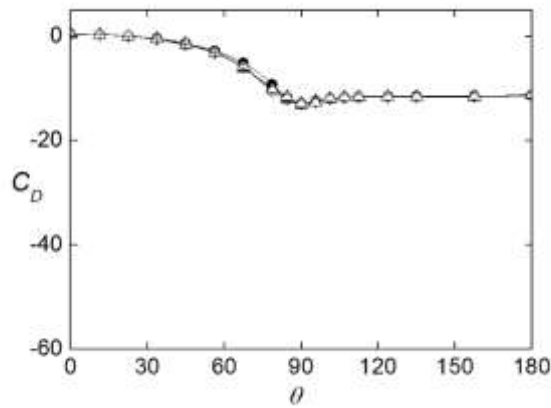


Figure 12: Polar profile of the pressure coefficient for a yawed flow across an array of bars inclined $\alpha = 30^\circ$. Inlet flow velocity: 12.06 m/sec (●), 18.66 m/sec (○), 24.9 m/sec (▲), 30.81 m/sec (△).

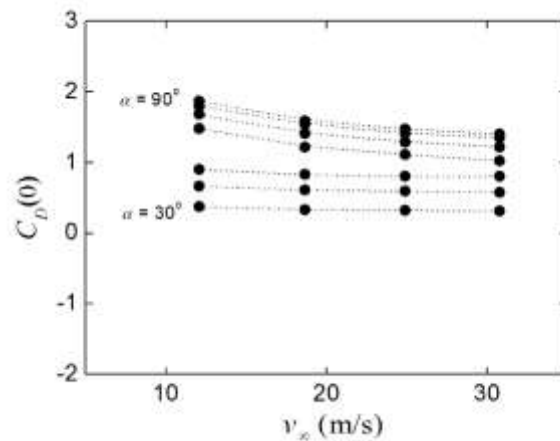


Figure 13: Pressure coefficient at the stagnation point (absolute errors go from 0.9 at lower flows to 0.3 at higher flows).

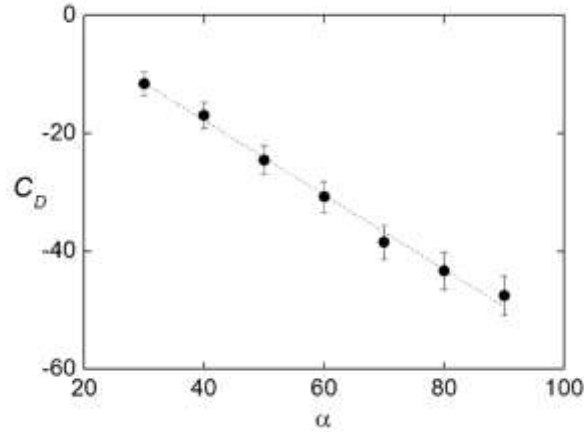


Figure 14: Dependence of the rear pressure coefficient on the inclination angle.

IV. THEORETICAL ANALYSIS

A theoretical analysis was performed to check the consistency of the experimental results for flow perpendicular to the bars ($\alpha = 90^\circ$). In such case, the flow is two-dimensional and some simplifications can be considered to assess the pressure coefficient.

IV.1 Potential flow

The easiest approach that can be applied to calculate the wall pressure produced by a fluid flow around tube bundles is the incompressible two-dimensional potential flow passing through an infinite row of cylinders of radii a and distance b between centers. The stream function of a single test bar located at $x = 0$ and $y = 0$ is given by:

$$\psi = v_\infty \left(y - a^2 \frac{y - y_o}{x^2 + (y - y_o)^2} \right) \quad (3)$$

Generalizing for an infinite row gives:

$$\psi_\infty = v_\infty \left[y - a^2 \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} \frac{(y + nb)}{x^2 + (y + nb)^2} \right] \quad (4)$$

The corresponding velocity at the wall is given by:

$$\frac{v(\theta)}{v_\infty} = \left[-1 + a^2 \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} \frac{x^2 - y_n^2}{(x^2 + y_n^2)^2} \right] \sin \theta - 2xa^2 \cos \theta \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} \frac{y_n}{(x^2 + y_n^2)^2} \quad (5)$$

where $y_n = y + nb$.

Following the current line attached to the wall of the central cylinder, the Bernoulli equation gives:

$$p_w(\theta) + \frac{1}{2} \rho v_w^2(\theta) = p_\infty + \frac{1}{2} \rho v_\infty^2 \quad (6)$$

Combining Eqs. (1), (5) and (6), the dimensionless wall coefficient results:

$$C_D(\theta) = 1 - \frac{v_w^2(\theta)}{v_\infty^2} \quad (7)$$

Figure 15 compares the polar profile of the wall pressure as predicted by the incompressible potential theory. The graphic variable was changed in order to visualize differences close to $C_D = 1$. It can be seen that the potential theory disagrees with the experiments for $\theta > 60^\circ$. The experimental curve corresponding to a single bar in turbulent flow is also shown for comparison. It can be seen that the influence of neighbor bars is not neglectable.

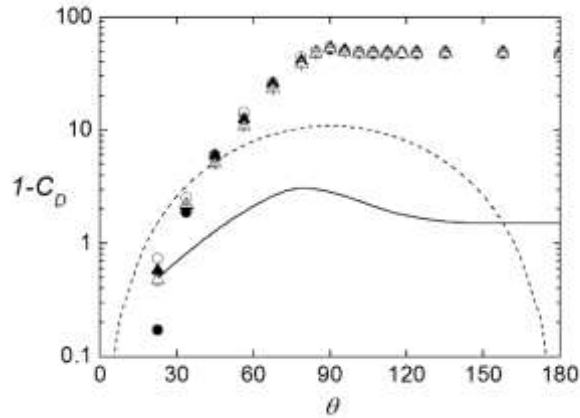


Figure 15. Comparison of polar profiles of the pressure coefficient for a flow perpendicular to the array of bars ($\alpha = 90^\circ$). Experimental results (symbols), potential flow theory (dashed curve), isolated bar in turbulent flow (solid curve) (White, 1996).

IV.2 Wall pressure at ($\alpha = 90^\circ$)

The wall pressure at $\alpha = 90^\circ$ for the case of an infinite row of cylinders perpendicular to the flow can be analyzed by considering the balance of forces on a small control volume. The pressure gradient normal to curvilinear stream lines in an invicid two-dimensional flow is given by (Shapiro, 1953):

$$\frac{\partial p}{\partial n} = \frac{\rho v^2}{R} \quad (8)$$

where R is the radius of curvature of the stream lines.

Let us locate, for simplicity, the y -coordinate origin at the midpoint between two bars. From Eq. (8), the pressure along coordinate y passing through the center of the cylinders and normal to the streamlines varies according to :

$$\frac{dp}{dy} = \frac{\rho v^2}{R(y)} \quad (9)$$

The curvature radius of the stream lines $R(y)$ is infinite at the center of the gap ($y = 0$), and a at the wall ($y = \varepsilon/2$). Assuming a linear variation of $R^{-1}(y)$ and a constant average

velocity across the gap, Eq. (9) can be integrated to calculate the pressure difference between the midpoint ($y = 0$) and the wall ($y = \varepsilon/2$). This yields:

$$p(0) - p_w = \frac{\varepsilon}{4a} \rho \bar{v}^2 \quad (10)$$

The average velocity in the gap, \bar{v} , satisfies:

$$\bar{v} = v_\infty \frac{A_\infty}{A_g} \quad (11)$$

where A_∞ and A_g are the cross flow areas of the channel free from obstacles and the minimum cross flow area between bars. In the present case, $A_\infty/A_g = 6.43$.

From Bernoulli equation:

$$p_\infty + \frac{1}{2} \rho v_\infty^2 = p(0) + \frac{1}{2} \rho \bar{v}^2 \quad (12)$$

Combining Eq. (1) with Eqs. (10) to (12), the pressure coefficient at $\theta = 90^\circ$ results in:

$$C_D(90^\circ) = 1 - \left(1 + \frac{\varepsilon}{2a}\right) \left(\frac{A_\infty}{A_1}\right)^2 \quad (13)$$

which gives a value $C_D(90^\circ) = -48$ very close to the experimental result (-51.0 ± 1.2) .

V. CONCLUSIONS

The polar distribution of wall pressures around a circular tube of a cell bundle in yawed air cross flow was measured for different tube inclinations and flow rates. The experiments showed that the pressure coefficient is strongly influenced by the inclination angle and almost not affected by the flow rate (within the experimental range). The rear pressure coefficient can be linearly correlated with the inclination angle.

For perpendicular flow, the experiments were compared with the potential flow theory, showing that it greatly underestimate the absolute value of the pressure coefficient. This is unfortunate since recent analytical treatments using this theory were proposed to calculate general tubes configurations (Crowdy, 2006), which would have been a useful tool in designing tube bundles for gas cross flows. However, a model based in the curvature of the stream lines in the gap between bars was proposed to assess the pressure coefficient at the gap, giving excellent results.

REFERENCES

- Crowdy, D., “Analytical solutions for uniform potential flow past multiple cylinders”, *European Journal of Mechanics*, **B 25**, 459–470 (2006).
- Kishor, K., Meher, A. and Rama, R., “Optimization of the number of spacers in a nuclear fuel bundle with respect to flow-induced vibration”, *Nuclear Engineering and Design*, **236**, 2348-2355 (2006).
- Fahmi, M., Hussein, M., Mohamed, S. and El-Shobokshy, S., “Experimental Investigation of the effects of extended surfaces on the performance of tube banks in cross flow”, *J. King Saud. Univ. Eng. Sci. Conf.*, Riyadh, **1**, 213-228 (1989).
- Peybernès, J., “Evaluation of the forces generated by cross-flow on PWR fuel assembly”, *IAEA-TECDOC*, **1454**, 13 (2005).
- White, F. M., *Fluid mechanics*, McGraw-Hill, 3rd Ed., Mexico (1996).
- Shapiro, A., *The dynamics and thermodynamics of compressible flow*, **1**, 281, The Ronald Press Co., New York (1953).
- Zdravkovich, M., *Flow Around Circular Cylinders: 1 Fundamentals, 2 Applications*, Oxford University Press, London (2003).
- Williamson, C., “The existence of 2 stages in the transition to three-dimensionality of a cylinder wake”, *Phys. Fluids*, **31**, 3165–3168 (1988).
- Williamson, C., “The Natural and forced formation of spot-like vortex dislocations in the transition of a wake”, *J. Fluid Mech.*, **243**, 393–441 (1992).
- Schewe, G., “On the force fluctuations acting on a circular cylinder in cross-flow from subcritical up to transcritical Reynolds numbers”, *J. Fluid Mech.*, **133**, 265–285 (1983).

- Zhao, M., Cheng, L. and Zhou T., “Direct numerical simulation of three-dimensional flow past a yawed circular cylinder of infinite length”, *J. Fluids Structures*, **25**, 831–847 (2009).
- King, R., “Vortex excited oscillations of yawed circular cylinders”, *ASME J. Fluids Eng.*, **99**, 495–502 (1977).
- Thakur, A., Liu, X. and Marshall, J., “Wake flow of single and multiple yawed cylinders”, *ASME J. Fluids Eng.*, **126**, 861–870 (2004).
- Chiba, K. and Horikawa, A., “Numerical solution for the flow of viscoelastic fluids around an inclined circular cylinder. II. The hydrodynamic force on a circular cylinder”, *Rheologica Acta*, **26**, 255–265 (1987).
- Marshall, J., “Wake dynamics of a yawed cylinder”, *ASME J. Fluids Eng.* **125**, 97–103 (2003).
- Lucor, D. and Karniadakis G., “Effects of oblique inflow in vortex-induced vibrations”, *Flow, Turbulence and Combustion*, **71**, 375–389 (2003).
- Kim, T., Hodson, H. and Lu T., “On the prediction of pressure drop across banks of inclined cylinders”, *Int. J. Heat Fluid Flow* , **27**, 311–318 (2006).
- Fowler, A. and Bejan, A., “Forced convection in banks of inclined cylinders at low Reynolds numbers”, *Int. J. Heat Fluid Flow*, **15**, 90–99 (1994).
- Fornberg, B., “Steady incompressible flow past a row of circular cylinders”, *J. Fluid Mech.*, **225**, 655-671 (1991).
- Prandtl, L., *Essentials of Fluid Dynamics*, London, Blackie & Son Ltd (1952).
- Wu, T., and Chen, C., Taipei, Taiwan, “Laminar boundary-layer separation over a circular cylinder in uniform shear flow”, *Acta Mechanica*, **144**, 71-82 (2000).

NEW APPLICATIONS IN PHWR OF YAWED FLOW IN FUEL ARRANGEMENTS: PRELIMINARY TEST USING GAS FLOW

R. G. MARINO¹, A. CLAUSSE^{3,2} and V. HERRERO²

¹ *CNEA(GACCN) - EA, 8400 Bariloche, Argentina.*

² *Universidad Austral - EA, 1063 Buenos Aires, Argentina.*

³ *CNEA-CONICET and Universidad Nacional del Centro, 7000 Tandil, Argentina.*

Tel: +54 9 2944 631618, Fax: +54 2944 445299, Email: marinor@cab.cnea.gov.ar

Abstract

Any solid obstacle immersed in a flow generates a resistance, which cannot be correctly predicted unless the separation of the boundary layer on the wall in the rear of the obstacle is considered. Boundary layer theory predicts accurately the point of separation, but fails in calculating the wall pressure profile, which is responsible for the drag force. Heat exchangers have introduced several interesting issues, such as flow around tubes and cross flow through tube bundles amongst others. Flow around different tube configurations has also applications in nuclear industry, especially in fuel arrangements. A careless fluid dynamic design of fuel elements might lead to flow induced vibrations affecting normal behavior of the core structure. Therefore the understanding of fluid dynamics around fuel bundles and the generation of experimental data to support design are important issues.

The general problem of flow across circular cylinders is a well known problem of fluid dynamics. The issue was extensively studied in surface flow for its applications in support columns of river bridges. For internal flow, the studies were aimed mainly to heat exchangers. A number of numerical calculations of the cross-flow around cylinders were presented in 2D and 3D geometries, and an updated review of these studies can be found in the literature.

In numerous applications, such as the flow past cables, subsea pipelines, and heat exchangers, the direction of the flow is not strictly perpendicular to the cylinder axis. This kind of flows can be ideally represented by a wake flow downstream of a yawed cylinder.

Flows past a yawed cylinder have been studied by a number of investigators both experimentally and numerically.

In this work, the distribution of wall pressure around a bundle cell of 3 complete tubes and two half, was experimentally and theoretically studied. In this first approach we need understand the behavior of the fluid near bars when fluid cross them in a yawed angle. Then we built a test facility using air as fluid (in the first stage), to investigate the yawed flow concepts. The objective of the present investigation is to explore the associated fluid dynamics phenomenon, identify critical behaviors and develop theoretical tools which can be used in the advanced fuel design, after the correspondingly validation with water in a next stage.

The polar distribution of wall pressures in cross flow through a cell of four cylindrical tubes inclined at different angles $30^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$ was experimentally studied using flow air at near atmospheric pressure flowing at a maximum velocity of 30.8 m/sec ($2200 \leq Re \leq 6100$) The experiments show that the pressure coefficient is strongly influenced by the inclination angle. For perpendicular cross flow, the experiments were compared with those obtained from potential flow theory showing poor agreement. A model based on the curvature of the stream lines in the gap between bars agrees very well with the pressure coefficient at the gap.

FLUJO OBLICUO EN COMBUSTIBLES DE REACTORES REFRIGERADOS A GAS: DISTRIBUCION DE PRESIONES EN LA SUPERFICIE DE UNA BARRA CILINDRICA

MARINO R. G.¹, CLAUSSE A.², HERRERO V.³

¹ Grupo Diseño Avanzado y Evaluación Económica

Centro Atómico Bariloche, Comisión Nacional de Energía Atómica

R8402AGP Bariloche, Argentina

(marinor@cab.cnea.gov.ar)

² *PLADEMA – CNEA (Tandil - Argentina)*

³ *Universidad Austral (Bs As - Argentina)*

Resumen

El presente trabajo está relacionado con combustibles de reactores refrigerados a gas, específicamente aquellos con vainas cilíndricas. Siendo una de las soluciones a los problemas de las vibraciones y del desprendimiento de la capa límite el inclinar las barras con respecto al fluido, se puede considerar como una innovación para un reactor refrigerado a gas el refrigerarlas mediante un “*flujo oblicuo*”, es decir, una posición intermedia entre flujo axial y transversal. Esto permitiría una mejor homogeneización de las condiciones térmicas en toda la barra, a la vez que se mantendría un equilibrio razonable entre la pérdida de carga y un diseño mecánico sencillo.

Entonces, siendo el mecanismo de refrigeración un aspecto crítico en el dimensionamiento de todo reactor compacto de gas, resultan necesarios los estudios experimentales y teóricos de la innovación propuesta como “*flujo oblicuo*”, para comprender en detalle la fenomenología fluidodinámica, el comportamiento en general y evaluar su utilización en el reactor. Para ello se desarrollaron los estudios experimentales necesarios en laboratorios del Centro Atómico Bariloche. Simultáneamente, se generaron herramientas de cálculo que permitieron validar las teorías existentes, o modificarlas, obteniendo correlaciones para su posterior aplicación en el diseño de detalle.

El fluido de proceso fue aire atmosférico, se midió para diferentes ángulos de inclinación de las barras con respecto al fluido ($30^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$) y Reynolds entre

$2200 \leq Re \leq 6100$, obteniéndose la distribución polar de la presión en la superficie de las barras y la pérdida de carga total de la mínima celda fluidodinámica.

Los estudios teóricos experimentales de flujo oblicuo gaseoso sobre un arreglo de barras permitieron ampliar los modelos de flujo potencial, de modo tal que se obtuvo una teoría específica para este fenómeno lo suficientemente generalizada. Esta teoría permite estimar la pérdida de carga entre posiciones aguas arriba y aguas abajo del obstáculo y también sobre la pared de las barras inclinadas. La dependencia del número de Reynolds de las ecuaciones halladas permite aplicar los resultados en otras geometrías similares, lo que las convierte en una excelente herramienta de diseño de reactores nucleares refrigerados a gas e innovadores.

Reconocimientos y felicitaciones



Nota Ibalum: 059/09

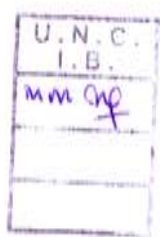
San Carlos de Bariloche, 3 de abril de 2009

Lic. Raúl Guillermo Marino

Tengo el agrado de dirigirme a usted a fin de informarle que la Comisión del Doctorado en Ciencias de la Ingeniería considera que ha completado su Plan de Formación con las materias presentadas.

Asimismo, quiero hacerle llegar mis más sinceras felicitaciones por el desempeño demostrado durante su formación y por sus inquietudes académicas que lo llevaron a explorar diversas temáticas.

Saluda a usted atentamente,



Dr. Alejandro A. Yáñez
Vicedirector Instituto Balseiro
Área Ingeniería