

X I V C O N G R E S O
L A T I N O A M E R I C A N O D E
H I D R A U L I C A

COMPROBACION Y UNIFICACION DE LAS FORMULACIONES DE LA PRESION
DINAMICA MEDIA DE UN CHORRO INCIDENTE EN EL PUNTO DE ESTANCAMIENTO
Y LA ZONA DE INFLUENCIA.

TEMA: Hidráulica Aplicada al Diseño de Obras y Otras Disciplinas.

DR.ING.LUIS GERARDO CASTILLO ELSITDIE
Ingenieros y Arquitectos Asociados,S.A. (INARSA)
Departamento de Obras Hidráulicas
Zaragoza - ESPAÑA

RESUMEN.-

La presión dinámica media o media temporal de las presiones instantáneas en la zona de impacto o de estancamiento en donde incide un chorro turbulento, ha sido estudiado por diferentes autores con diversos criterios y metodologías.

El grado de simetría de la distribución de las presiones dinámicas medias, depende del ángulo de inclinación que forma el chorro incidente con la horizontal.

Las leyes propuestas por los diferentes autores son de tipo simétrico exponencial, lo cual es una buena aproximación al caso del vertido libre en presas y bóveda, ya que el ángulo del chorro a la entrada del cuenco dissipador de energía está muy próximo a 90°.

En el presente trabajo se comprueba la bondad de dichas leyes y se unifica estas formulaciones por medio de un análisis general y por la medición en laboratorio de las presiones instantáneas a través de transductores de presión piezorresistivos.

ABSTRACT.-

The average dynamic pressure or average temporal of instantaneous pressures at the "impact (zone)" or "standstill (zone)", where falls a turbulent jet, has been studied by different authors, with several criterious and methodologies.

The degree of symetry of the average dynamic pressures distribution, depends on the inclination angle that make the incident jet with the horizontal.

The proposed laws by the different authors are of simmetric exponential type, and this is a good aproximation to the case of free jet at arc dams, because the jet angle at the entrance of the energy dissipator basin is nearly 90°.

At the present work is verificated the kidness of the laws, and the formulation become unified by a general analysis and the mesure at laboratory of the instantaneous pressures through piezorresistive pressure transducers.

INTRODUCCION

Una solución frecuentemente adoptada en las presas bóveda para desaguar los caudales excedentes de los embalses, es verterlos libremente por coronación hacia la atmósfera.

La energía cinética, producto de la transformación de la energía potencial creada por el embalse, se elimina por la fricción, emulsionamiento y posible atomización del agua con el aire, por efecto del impacto con el cuenco disipador de energía y por fricción interna a través de un resalto hidráulico sumergido. (Ver figura 1)

Como magnitudes características del chorro a la entrada del colchón de agua, tenemos la velocidad V_0 , el caudal unitario q , el ángulo de inclinación con respecto a la horizontal θ_0 y el espesor del chorro B . (Ver figura 2)

El espesor del chorro B y su nivel de turbulencia, dependen principalmente de la aproximación y forma del vertedero y de la altura caída. Ramos (1.988), Ervine y Falvey (1.987), Franzetti y Tanda (1.987), Castillo (1.989).

Cuando deseamos estudiar la caída de chorros turbulentos en modelos hidráulicos construidos con la ley de semejanza de Froude, uno de los aspectos más importantes que se deben analizar es la simulación del estado del chorro en el punto de impacto con el cuenco disipador (grado de aireación y atomización).

En efecto, las propiedades físicas de los chorros en este punto son muy importantes en el análisis del campo de presiones en el cuenco disipador de energía.

Estos aspectos han sido claramente expuestos en algunas investigaciones de laboratorio llevados a cabo en modelos a diferentes escalas.

Lemos y Ramos (1.984), comparan los resultados obtenidos en dos modelos, construidos con la ley de similitud de Froude (Escala 1:20 1:50) y se encuentran una gran diferencia del comportamiento del chorro. Los valores de las presiones media y máxima fueron alrededor de cuatro veces más bajas en el modelo a escala 1:20.

Un conocimiento claro de los mecanismos de entrada de aire en la caída de los chorros turbulentos aún no ha sido desarrollado. Sin embargo, los modelos con similitud de Froude sobreestiman las presiones dinámicas, comparadas con los valores de su prototipo. Como actuar en el modelo para minimizar los efectos de escala, requiere análisis juiciosos en cada caso, ya que no es posible aún definir criterios generales.

FLUJO DEL CHORRO EN EL INTERIOR DEL CUENCO.

El flujo del chorro en el interior del cuenco se puede clasificar en forma general, en tres zonas de naturaleza muy diferente. (Ver figura 2)

ZONA I: ZONA DE LAMINA LIBRE.

En la que el escurrimiento tiene características análogas a la caída libre; presenta un ensanchamiento aproximadamente lineal, con un ángulo mayor que en el aire. En esta zona, debido a la acción de succión de los vórtices se forman ondulaciones a cada lado del chorro.

ZONA II: ZONA DE CHOQUE.

En el que las líneas de corriente se deflectan debido a la influencia del fondo, la velocidad disminuye y aparecen presiones y gradientes de presión relativamente elevados junto al fondo. La dispersión del chorro al chocar con el lecho, junto con la mezcla de aire arrastrada al atravesar la atmósfera, produce turbulencia muy acentuada dado origen a grandes fluctuaciones de presión junto al fondo.

ZONA III: ZONA DE CHORRO DE PARED.

En esta zona se produce un resalto hidráulico y el escurrimiento en la parte principal de la lámina tiene características de un chorro de pared. A medida que aumenta el calado aguas abajo, la alteración superficial creada en la zona de incidencia del chorro es menor.

La zona I se puede tratar independientemente de la influencia del fondo. En la literatura especializada, el chorro plano se encuentra analizado desde dos puntos de vista: chorro turbulento (independiente de su aireación) y chorro aireado.

En el caso que nos ocupa, la aireación no es despreciable; sin embargo, difícilmente se puede modelar, ya que depende principalmente de los números de Weber y Reynolds. El ángulo de difusión del chorro en el colchón depende del grado de aireación del chorro y de su turbulencia inicial. (Ervine y Falvey 1.987).

Por otra parte, existe una gran disparidad en el tratamiento que se da al fenómeno: no se distingue aireación de atomización y se mezclan, la aireación proveniente del aire presente en el núcleo del chorro, con la aireación que introduce en el colchón el contorno rugoso del chorro turbulento.

Ervine y Falvey (1.987), resumen los distintos abanicos de difusión de chorros en el colchón, considerando diferentes características de turbulencia y entrada de aire.

Hartung y Hausler (1.973) justifican, en la Zona I, la validez del tratamiento del chorro que penetra en el colchón, como si el mismo fuera de altura infinita. Cuando un chorro se sumerge dentro de un colchón de agua en reposo, éste se dispersa en una forma lineal (ver figura 3). La masa de fluido en movimiento se incrementa, porque las partes circundantes inicialmente no perturbadas se ponen en movimiento por efecto del intercambio de cantidad de movimiento con el propio chorro. Dentro del chorro, los contornos del núcleo son lineales y se caracterizan por el hecho de tener la misma velocidad del chorro a la entrada del cuenco así como la misma presión hidrostática del contorno correspondiente. Finalmente, se ha demostrado experimentalmente, Lencastre (1.961), Rajaratnam (1.976), que la velocidad y distribución de la presión dinámica perpendicular al eje del chorro se ajustan por una curva normal de Gauss.

La longitud y_K del núcleo del chorro es un valor característico que se define por la tangente del ángulo interno de difusión. Este ángulo de difusión está entre 6° y 15° (Ervine y Falvey 1.987) dependiendo del número de Reynolds. Sin embargo, tanto para chorros circulares como rectangulares, este ángulo de disminución se puede considerar como $\text{tg } \alpha_i \approx 0,10$ (Hartung y Hausler 1.973). Por tanto, podemos afirmar que para alturas de colchón de hasta $10 B_u$, donde B_u es el semiancho del chorro a la entrada del cuenco, no se consigue reducir la velocidad del núcleo y por lo tanto, las presiones dinámicas centrales en la solera no se modifican. Solamente se disipa el 20% de la energía que tenía el chorro a la entrada del cuenco.

PRESION DINAMICA MEDIA EN EL PUNTO DE IMPACTO O DE ESTANCAMIENTO Y SUS PROXIMIDADES.

En la sección anterior se ha introducido el análisis de las presiones en la solera al discutir sobre la disipación en el aire y en el colchón de agua. Ahora analizaremos la distribución de la presión dinámica media en las proximidades del punto de incidencia del chorro con la solera, o punto de estancamiento.

El punto de estancamiento, en el que los valores de las presiones son mayores, sufre un retranque con respecto a la interacción plano central del chorro-solera, dado que las líneas de flujo, en esa zona, son sensiblemente perpendiculares a la solera.

La distribución de las presiones medias \bar{P} en la solera no es simétrica, si es que eje del chorro no es perpendicular a la misma. A la izquierda del punto de estancamiento existe una zona de presión menor que aguas abajo de este punto. Se define el valor b como un factor de escala que cuantifica el ancho de influencia de la presión en el punto de estancamiento y se determina como el valor de la abscisa cuando el valor de la presión es igual a la mitad de la presión media en el

punto de estancamiento $|\bar{P} = \bar{P}_s / 2|$ (ver figura 2)

A pesar de que la distribución de presiones no es simétrica, las leyes propuestas por los diferentes autores son de tipo simétrico exponencial, lo cual es una buena aproximación para nuestro caso, ya que el ángulo del chorro a la entrada del cuenco está muy próximo a 90°.

Seguidamente se presentan las principales expresiones propuestas para el cálculo de la presión dinámica media en el punto de estancamiento y su entorno próximo. Todas estas expresiones de tipo experimental se han obtenido con diferentes medios y metodologías. Estas expresiones están propuestas en dos formas generales: unas en función del ancho de influencia del chorro b y otras en función de la altura del colchón de agua h .

Con el objeto de realizar una unificación de estas expresiones, transformaremos las expresiones originales a una forma común (siempre que sea posible) y representaremos las formas generales en función de los parámetros resultantes de este análisis.

Beltaos (1.976) modela con aire el fenómeno del chorro, cuidando de que las condiciones correspondan a flujo incompresible. Sus resultados, se refieren al análisis de las presiones dinámicas medias con flujo desarrollado. Analiza el ángulo de incidencia del chorro en el colchón (ver figura 2).

Para el caso que nos ocupa, valores de $(\theta \sim 90^\circ)$, Beltaos propone la siguiente expresión para las presiones dinámicas medias:

$$\frac{\bar{P}}{\bar{P}_s} = e^{-0.693\eta^2}; \quad \eta = \frac{x}{b} \quad (1.a)$$

en donde:

- \bar{P} ... Presión dinámica media en la solera
- \bar{P}_s ... Presión dinámica media en el punto de estancamiento de la solera
- x ... Abscisa medida a partir del punto de estancamiento
- b ... Ancho de la zona de influencia: $b \sim 0.13 h$ (Beltaos 1.976)
- h ... Altura del colchón de agua

Reemplazando los valores característicos indicados, en la ecuación (1.a) obtenemos la siguiente expresión:

$$\frac{\bar{P}}{\bar{P}_s} = e^{-42.01(x/h)^2} \quad (1.b)$$

Cola (1.965, 1.966) experimenta con chorros de agua y colchones de altura finita, pero sin considerar la entrada de aire al cuenco. Propone la siguiente expresión para calcular las presiones dinámicas medias:

$$\frac{\bar{P}}{\bar{P}_s} = e^{-[1/(4C_1^2(1-\eta_A)^2)](x/h)^2} \quad (2.a)$$

donde:

- C_1 ... Coeficiente de difusión ($C_1 \sim 0.1085$ Albertson 1.950)
- $\eta_A \sim 0.276$... Coeficiente experimental que define en un colchón de altura unitaria, el inicio de la deflexión de las líneas de corriente por efecto de la presencia del fondo.
- h ... Altura del colchón de agua.

Si reemplazamos en la Ecuación (2.a) los valores de C_1 y η_A , obtenemos la siguiente expresión:

$$\frac{\bar{P}}{\bar{P}_s} = e^{-40.51(x/h)^2} \quad (2.b)$$

Podemos concluir, que las ecuaciones propuestas por Beltaos (1.b) y por Cola (2.b) son equivalentes.

Hartung y Hausler (1.973) dan la siguiente expresión para evaluar las presiones dinámicas medias en la solera, correspondiente a un flujo desarrollado (desintegración del núcleo del chorro):

$$\frac{\bar{P}}{\bar{P}_s} = e^{-(\pi/16)[(x/B_u)(y_k/h)]^2} \quad (3.a)$$

donde

- B_u ... Semiespesor del chorro a la entrada del colchón
- x ... Abscisa medida desde el punto de estancamiento
- y_k ... Ordenada medida desde la entrada del chorro en el colchón, a la sección de desaparición del núcleo del chorro (flujo desarrollado).
- h ... Altura del colchón de agua

Si tomamos la profundidad mínima propuesta por Hartung y Hausler para que se produzca el flujo desarrollado $y_k = 5 B_u = 10 B_u$, y reemplazamos en la ecuación (3.a) obtenemos:

$$\frac{\bar{P}}{\bar{P}_s} = e^{-19.6(x/h)^2} \quad (3.b)$$

Esta ecuación se asemejará a las ecuaciones de Beltaos (ec. 1.b) y de Cola (ec. 2.b), si la profundidad y_k es mayor que el valor propuesto por Hartung y Hausler. Si $y_k = 14.4 B_u$ se obtiene que:

$$\frac{\bar{P}}{\bar{P}_s} = e^{-40.71(x/h)^2} \quad (3.c)$$

Por lo tanto el valor de $y_k = 10 B_u$ propuesto por Hartung y Hausler es inferior en un 30% al $y_k = 14.4 B_u$, necesario para que su ecuación sea equivalente a las ecuaciones propuestas por Beltaos (ec.1.b) y Cola (ec.2.b).

Aki (1.969) propone las siguientes expresiones:

$$\frac{U_m}{u_0} = \frac{K}{\sqrt{x/B}} \quad (4.a)$$

$$\bar{P}_s = \frac{U_m^2}{2g} \text{sen}^2 \theta_0 \quad (4.b)$$

$$\frac{\bar{P}}{\bar{P}_s} = e^{-12.56(x/h)^2} \quad (4.c)$$

donde

- U_m ... Velocidad ficticia del chorro en el punto de estancamiento
- u_0 ... Velocidad del chorro a la entrada del colchón
- K ... Coeficiente que considera la difusión; $K= 2.28$ Aki (1.969), $K=2.52$ Cui Guang Tao (1.985)
- B ... Espesor del chorro a la entrada del colchón
- θ_0 ... Angulo de incidencia del chorro
- g ... Aceleración de la gravedad ($g \sim 9.81$)

Según Aki (1.969), la ley de variación de velocidades, dada por la ecuación (4.a), sólo es aplicable para alturas de colchón de agua dentro del intervalo $\{y_2, 50B\}$; donde y_2 y B representan el calado conjugado del calado contraído (y_1) del chorro y del espesor del chorro a la entrada del colchón a la entrada del colchón de agua.

Para valores de $h/b > 50$, el amortiguamiento de la velocidad es muy rápida por tanto, el chorro no alcanza el fondo del cuenco.

Podemos observar que la expresión de Aki (4.c) es diferente a las expresiones de Beltaos (4.b), Cola (2.b) y Hartung y Hausler (3.b y 3.c).

Esta disparidad de resultados puede deberse a las diferentes metodologías y condiciones de ensayos realizados por los investigadores chinos y que no son muy conocidas. En la revisión bibliográfica se encontró que el ancho de la zona de influencia propuesta por otros autores chinos es de $b = 0.23 h$ (Xu Duo-Ming y Yu Chang-Zhao 1.983).

Para averiguar cuándo la expresión de Aki es equivalente a las anteriores, reemplazamos los valores de la longitud de influencia del chorro b , propuestos por Beltaos (1.976) [$b = 0.13 h$] y por Xu Duo-Ming (1.983) [$b = 0.23 h$], obteniendo las siguientes expresiones:

$$\text{Para } [b = 0.13 h]: \quad \frac{\bar{P}}{\bar{P}_s} = e^{-0.212(x/b)^2} \quad (4.d)$$

Para [$b = 0.23 h$] :

$$\frac{\bar{P}}{\bar{P}_s} = e^{-0.664(x/b)^2} \quad (4.e)$$

Podemos concluir que la expresión (4.e), obtenida a partir de la expresión original propuesta por Aki y puesta en función del factor de escala [$b = 0.23h$], obtenido por Xu Duo-Ming (1.983), es equivalente a las expresiones propuestas por "Beltaos, Cola y Hartung y Hausler [$\gamma_k = 7.2 B$]".

Así pues, las ecuaciones de la presión dinámica media en el punto de estancamiento, propuestas por los diferentes autores y analizadas anteriormente, pueden representarse en forma general en función de dos ecuaciones exponenciales: una en función del ancho de influencia del chorro " b " y la otra en función de la altura del colchón de agua " h ".

Estas expresiones exponenciales tienen por tanto las siguientes formas generales:

$$\frac{\bar{P}}{\bar{P}_s} = e^{-\Phi(x/b)} \quad (5.a)$$

$$\frac{\bar{P}}{\bar{P}_s} = e^{-\Phi'(x/h)} \quad (5.b)$$

siendo los parámetros de estas ecuaciones los valores indicados en el cuadro 2.

COMPROBACION DE LAS FORMULACIONES.

Se realiza la comprobación de las formulaciones de la presión dinámica media en el punto de estancamiento, a partir de dos hipótesis de trabajo:

- Medición de la presión instantánea en tres puntos de la solera del cuenco, en el punto de estancamiento y aguas arriba y aguas abajo del mismo a 0,14 m. de distancia.
- Se asume una distribución lineal de las presiones con el objeto de no favorecer a ninguna formulación propuesta por los distintos autores (ver figura 4). De esto forma los factores de escala o zonas de influencia equivalentes, tanto aguas arriba y aguas abajo del punto de estancamiento serán:

$$b_1 = 0.07 \frac{\bar{P}_s}{\bar{P}_s - \bar{P}_1} \quad (6.a)$$

$$b_2 = 0.07 \frac{\bar{P}_s}{\bar{P}_s - \bar{P}_2} \quad (6.b)$$

Siendo \bar{P}_s , \bar{P}_1 y \bar{P}_2 las presiones dinámicas medias en el punto de estancamiento, aguas arriba y aguas abajo a 0,14 m. del mismo.

Cada presión dinámica media resulta de calcular la media temporal del registro de 2400 presiones instantáneas, obtenidas con una frecuencia de 20 muestras por segundo y un tiempo de ensayo de 120 s.

En la figura 5 se presentan 4 de los 120 registros de presiones instantáneas y en el cuadro 1 se indican los resultados correspondientes a los 22 ensayos realizados, con caudales de 3, 6 y 8 l/s y alturas de colchón de agua entre 0 y 25 cm.

En la figura 6 se indica una ampliación entre 65 y 70 s. de los registros de presiones para el punto de estancamiento y a la derecha del mismo, observándose que la frecuencia de muestreo fue suficiente para recoger todo el fenómeno; además se evidencia las grandes diferencias de presión entre uno y otro punto, así como los constantes descensos por debajo de la presión atmosférica en el punto de la derecha del de estancamiento. Un análisis detallado sobre los tipos de ensayos, amplitudes y fluctuaciones de presión pueden consultarse en Castillo (1.990), (1.989).

En la figura 7 se presentan las curvas resultantes de las expresiones, propuestas por los diferentes autores, junto con los valores obtenidos y calculados en este trabajo (cuadros 1 y 2).

Se puede observar el buen ajuste con la familia de ecuaciones de Beltaos (ec.1.b), Cola (ec.2.b), Hartung y Hausler con $Y_k = 7,20 B$ (ec.3.c) y Aki con $b = 0,23 h$ (ec.4.b). Concluimos por tanto, que estas expresiones representan la distribución de las presiones dinámicas medias en el punto de estancamiento y en sus proximidades.

Las ecuaciones de Aki con $b = 0,13 h$ (ec.4.d) y Hartung y Hausler con $Y_k = 58$ (ec.3.b), constituyen envolventes superiores de las presiones dinámicas medias. Por lo tanto, sobreestiman los valores, tanto en magnitud como en longitud de influencia.

CONCLUSIONES.

- La presión dinámica media en el punto de impacto o de estancamiento y su zona de influencia de un chorro turbulento, que incide en un colchón de agua se puede representar a partir de expresiones exponenciales, ya sea en función del ancho de influencia (ec.5.a) o de la altura del colchón de aguas (ec.5.b).

- Se ha comprobado y unificado estas formulaciones, cuyos parámetros se presentan en el Cuadro 2 y cuya representación gráfica se puede observar en la figura 7.

- La diferencia de los valores de la zona de influencia dado por Beltaos ($b=0.13 h$) y Xu-Duo Ming ... ($b= 0.23 h$) es del orden de 43%. Esto puede deberse fundamentalmente a las diferentes condiciones de contorno establecidos en los respectivos ensayos. Por tanto, es preferible que las presiones dinámicas medias en el punto de estancamiento se expresen en función de la altura del colchón de agua "h" (ec.5.b).

BIBLIOGRAFIA.

AKI SCHUICHI (1.969) "Jiyu rakka suimunyaku no mizu-kusshon koka mi kansuru kenkyu". Deuryoku chuo kenkyujo hokoku.

| "Estudio de la eficiencia de los colchones de agua en relación a los chorros libres". Journal del Instituto de Investigación de las Centrales Hidroeléctricas".|

BELTAOS SPYRIDON (1.976). "Oblique impingement of plane turbulent jets". Journal of the Hydraulics Division, ASCE, Vol.102, N° Hy9, September, PP.1177-1192.

CASTILLO ELSITDIE LUIS G. (1.990). "Metodología Experimental y numérica para la caracterización del campo de presiones en los disipadores de energía hidráulica". XIV Congreso latinoamericano de hidráulica. Montevideo-Uruguay.

CASTILLO ELSITDIE LUIS G. (1.989). "Metodología experimental y numérica para la caracterización del campo de presiones en los disipadores de energía hidráulica. Aplicación al vertido libre en presas bóveda. TESIS DOCTORAL E.T.S. de Ingenieros de Caminos, Canales y Puertos. Universidad Politécnica de Cataluña, Barcelona-España".

CUI GUANG TAO... (1.985). "Gongba yi liu shuishe dui hechmang zuoyonghi ji qi yingxiang de yanjiu". Shuli xuebao, Beijing (8). PP. 58-63.

| "Efeito do impacto, no leito de rio, da lâmina descarregada sobre uma barregem-abóbada. I.C.T. TR 829 LNEC. Lisboa 1.986".|

COLA RAFFAELE (1.966). "Diffusione di un getto piano verticale in un bacino d'acqua d'altezza limitata. L'energia elettrica - N.11. Novembre. PP. 649-667".

ERVINE D.A. and FALVEY H.T. (1.987). "Behaviour of turbulent water jets in the atmosphere and in plinge pools". Proc. Instn. Civ. Engrs. Part.2, Mar PP. 295-314.

HARTUNG F. and HAUSLER E. (1.973). "Scour, stilling basins and downstream protection under free overfall jets at dams". Trans. of 11th Congress of ICOLD, Vol II. Q 41, Madrid-Spain. PP.39-56.

FRANZETTI S. and TANDA M.G. (1.987). "Analysis of turbulent pressure fluctuation caused by a circular impinging jet". International Symposium on New Tecnology in Model Testing in Hydraulic Research. September. India.

LEMOS, F.O. and RAMOS C.M. "Hydraulic modelling of free jet energy dissipation". Proc. of the Symposium of Scale Effects in Modelling Hydraulic Structures. Ed. H.Kobus, Technische Akademic Esslingen, Esslingen, F.R.G.

LENCASTRE A. (1.961). "Descarregadores de lamina livre". LNEC, Lisboa, Memoria No. 174.

RAJARATNAM N. (1.976). "Turbulent Jets". Elsevier Scientific Publishing C. Amsterdam.

RAMOS C.M. (1.988). "Hydrodynamics actions on hydraulic structures". LNEC-GS/53-315. Lisboa.

XU DUO-MING and YU CHANG-ZHAO (1.983). "Pingmian Shuishelin dui Caodide Changji yaquiang ji qi maidong texing. Shuili xuebao, Beijing, (S) PP. 52-58.

| "Pressao no fundo de un canal devido ao choque de un jacto plano, e suas caracteristicas de fluctuacao". I.C.T. TR.841 LNEC. Lisboa.|

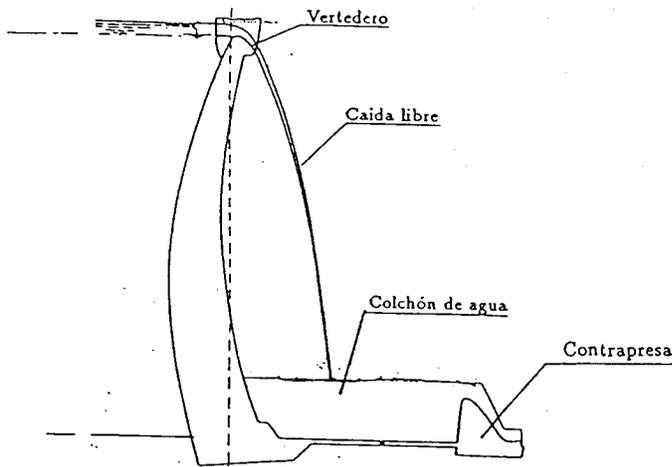


Figura 1 — perfil del vertedero de la presa bóveda Llosa del Cavall, con su correspondiente dissipador de energía a pie de presa.

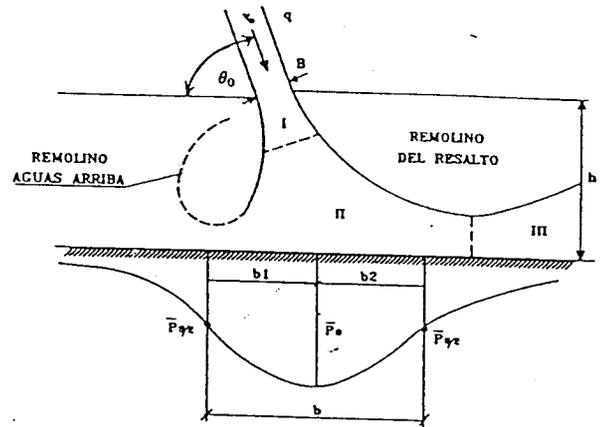


Figura 2 — Zonas del flujo del chorro dentro del colchón de agua

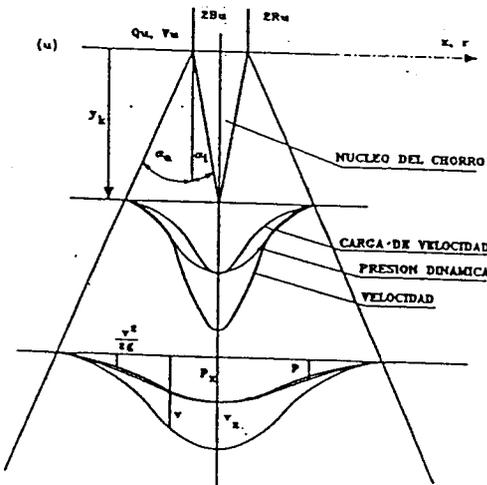


Figura 3 — Comportamiento teórico del chorro en un colchón ilimitado

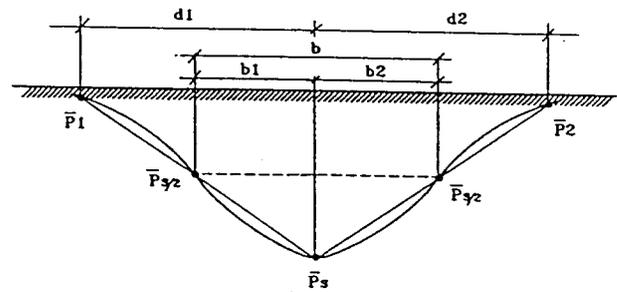


Figura 4 — Análisis de las presiones en las proximidades del punto de estancamiento

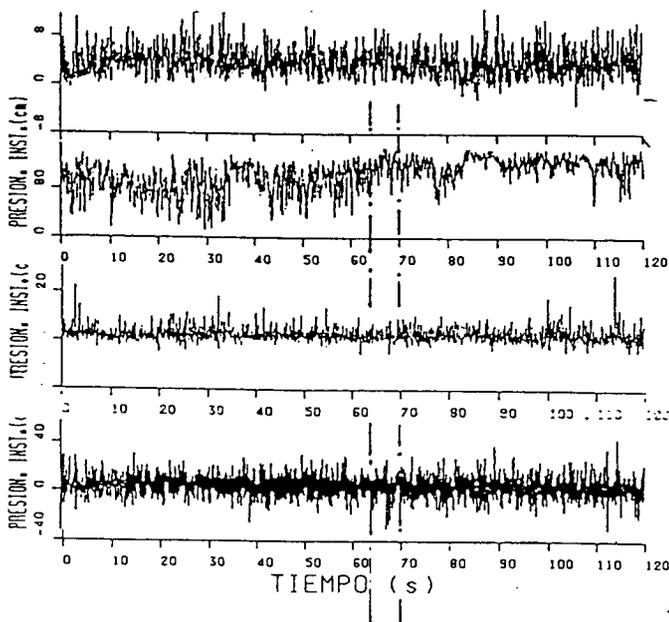


Figura 5 — Presiones instantáneas correspondientes a un caudal de 6 l/s y un nivel de agua de $h = 0.04$ m. (a) Aguas arriba del punto de estancamiento; (b) En el punto de estancamiento; (c) Aguas abajo del punto de estancamiento; (d) A la derecha del punto de estancamiento.

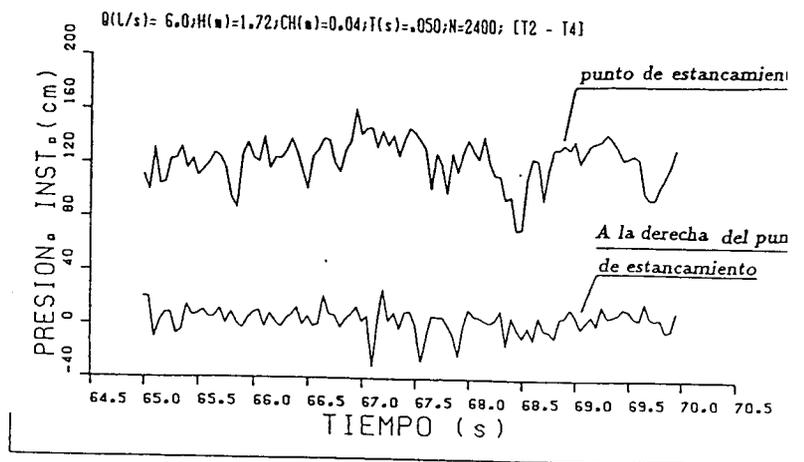


Figura 6 — Ampliación de los registros de las presiones en el punto de estancamiento y a la derecha del mismo (figura 5.1)

Q	h	\bar{P}_s	\bar{P}_1	\bar{P}_2	b_1	b_2	\bar{P}_1/\bar{P}_s	z/b_1	\bar{P}_2/\bar{P}_s	z/b_2
[l/s]	(cm)	(cm)	(cm)	(cm)	(cm)	(cm)		$z = 14cm$		$z = 14cm$
3	0	107.13	0.73	0.70	7.05	7.05	0.006	-1.99	0.006	1.99
	2	112.39	1.14	0.76	7.07	7.05	0.01	-1.98	0.006	1.99
	4	103.15	3.08	3.00	7.22	7.21	0.03	-1.94	0.03	1.94
	6	95.00	4.50	5.17	7.35	7.40	0.05	-1.90	0.05	1.89
	8	63.83	6.96	7.68	7.86	7.96	0.11	-1.78	0.12	1.76
	12	39.46	11.68	12.10	9.94	10.10	0.30	-1.41	0.31	1.39
	16	36.44	16.03	16.39	12.50	12.72	0.44	-1.12	0.45	1.10
20	38.52	19.97	19.94	14.54	14.51	0.52	-0.96	0.52	0.96	
6	0	118.05	1.49	1.54	7.09	7.09	0.01	-1.97	0.01	1.97
	4	105.97	3.73	2.62	7.26	7.18	0.04	-1.93	0.02	1.95
	8	64.22	6.09	7.46	7.73	7.92	0.09	-1.81	0.12	1.77
	12	46.30	11.47	12.54	9.31	9.60	0.25	-1.50	0.27	1.46
	16	40.04	16.02	16.64	11.67	11.98	0.40	-1.20	0.42	1.17
	20	39.97	19.82	19.77	13.89	13.85	0.50	-1.01	0.49	1.01
	25	41.35	24.95	24.50	17.65	17.18	0.60	-0.79	0.59	0.81
8	0	109.61	1.37	1.64	7.09	7.11	0.01	-1.97	0.01	1.97
	4	115.90	1.40	2.24	7.09	7.14	0.01	-1.97	0.02	1.96
	8	70.12	5.24	6.46	7.57	7.71	0.07	-1.85	0.09	1.82
	12	46.47	10.37	11.78	9.01	9.38	0.22	-1.55	0.25	1.49
	16	45.02	15.54	17.32	10.69	11.38	0.35	-1.31	0.38	1.23
	20	45.04	19.33	20.34	12.26	12.76	0.43	-1.14	0.45	1.10
	25	40.92	24.46	25.17	17.40	18.19	0.60	-0.80	0.62	0.77

Cuadro 1. Distribución de la presión dinámica media en el punto de estancamiento y en sus proximidades

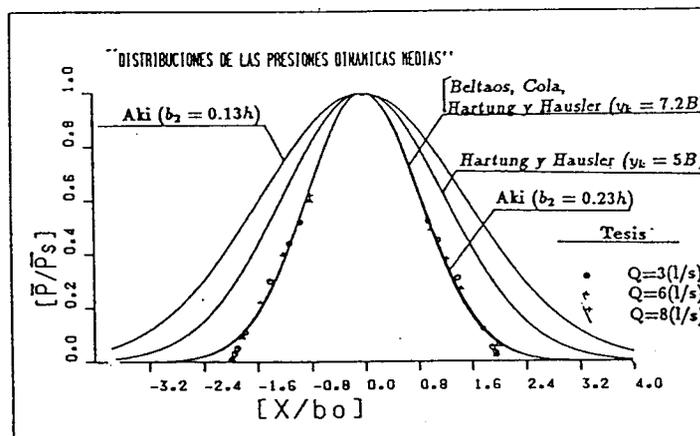


Figura 7. Gráficas de distribución de las presiones dinámicas medias propuestas por diferentes autores y comprobación con los valores medidos y calculados en el presente trabajo

AUTOR	Φ	Φ'	b	y_k
Beltaos	0.693	42.01	0.13h	—
Cola	0.685	40.51	0.13h ₍₁₎	—
Hartung y Hausler	0.331	19.60	0.13h ₍₁₎	5B ₍₂₎
	0.688	40.71	0.13h ₍₁₎	7.2B ₍₄₎
Aki	0.212	12.56	0.13h	—
	0.664	12.56	0.23h ₍₃₎	—

Cuadro 2. Parámetros de las ecuaciones de cálculo de las presiones dinámicas medias en las proximidades del punto de estancamiento

$$\frac{\bar{P}}{\bar{P}_s} = e^{-\Phi(x/b)}$$

$$\frac{\bar{P}}{\bar{P}_s} = e^{-\Phi'(x/h)}$$

- (1) Valor obtenido por Beltaos
- (2) Valor obtenido por Xu Duo-Ming
- (3) Valor propuesto por Hartung y Hausler
- (4) Valor propuesto en este trabajo