

**UNIVERSIDAD POLITÉCNICA DE
CARTAGENA**



**Escuela de Ingeniería de Caminos, Canales y Puertos y
de Ingeniería de Minas**

~ Máster en Ing. de Caminos, Canales y Puertos ~

Trabajo Final de Máster

**ANÁLISIS DE PRESIONES EN
CUENCOS DE DISIPACIÓN DE
ALVIADEROS DE VERTIDO
LIBRE**

FRANCISCA MARCO CUTILLAS

Directores:

Dr. Luis G. Castillo Elsitdié

Dr. José María Carrillo Sánchez

2017

AGRADECIMIENTOS

En primer lugar, quiero expresar mi mayor agradecimiento para los que han sido mis directores en este trabajo, Dr. Luis G. Castillo Elsitdié y Dr. José María Carrillo Sánchez por todo el esfuerzo y tiempo dedicado en mí, así como por haberme transmitido ese entusiasmo por la investigación y estar dispuestos a compartir todos sus conocimientos conmigo. Destacar, además, no sólo su gran labor como profesionales, sino también como excelentes personas.

A todos los compañeros del Grupo Hidr@m por la incondicional ayuda prestada y por estar ahí siempre cuando se les necesita.

Asimismo, quiero expresar mi agradecimiento por la ayuda financiera recibida de la Universidad Politécnica de Cartagena al darme la oportunidad de disfrutar la beca de Iniciación a la Actividad Investigadora durante el año 2017.

Finalmente, agradecer a mi pareja y a mi familia por su apoyo incondicional y confianza.

ÍNDICE

1. INTRODUCCIÓN.....	1
2. OBJETIVOS.....	5
3. RESUMEN	7
4. FUNDAMENTOS TEÓRICOS	9
4.1. Características de la lámina vertiente.....	9
4.1.1. Geometría de la lámina vertiente	9
4.1.2. Aireación de la lámina.....	12
4.1.3. Espesor del chorro de impacto	14
4.1.4. Longitud de rotura.....	17
4.2. Características del flujo en el cuenco	18
4.2.1. Geometría del chorro incidente en el colchón.....	18
4.2.2. Condiciones de flujo en el cuenco en función del calado aguas abajo.....	21
4.2.3. Presiones medias en el punto de estancamiento.....	23
4.2.4. Fluctuación de las presiones en el punto de estancamiento	28
4.2.5. Presiones extremas instantáneas en el punto de estancamiento	32
4.2.6. Distribución de presiones medias en el entorno del punto de estancamiento	34
5. METODOLOGÍA EXPERIMENTAL.....	41
5.1. Infraestructura y equipo del laboratorio	41
5.1.1. Sistema de bombeo.....	42
5.1.2. Cajón superior o estructura móvil	42
5.1.3. Cuenco de amortiguación.....	43
5.1.4. Sistema de adquisición de datos	46
5.1.4.1. Transductores de presión	46
5.1.4.2. Tarjeta de adquisición de datos.....	47
5.1.4.3. Equipo informático	48

5.1.4.4. Fuente de alimentación	48
5.1.4.5. Sistema de Alimentación Ininterrumpida (SAI)	48
5.2. Campaña de mediciones	48
5.2.1. Calibración de transductores	48
5.2.2. Medición de presiones.....	49
6. ANÁLISIS Y DISCUSIÓN DE RESULTADOS	51
6.1. Filtrado de presiones	51
6.2. Antecedentes del análisis de presiones.....	53
6.3. Análisis general de los registros de presiones	53
6.4. Coeficientes de presión dinámica media	54
6.5. Coeficientes de presión dinámica fluctuante.....	63
6.6. Coeficientes de presión dinámica extrema.....	66
6.7. Distribución de presiones medias alrededor del punto de estancamiento	69
7. CONCLUSIONES.....	73
8. FUTUROS DESARROLLOS	75
9. BIBLIOGRAFÍA.....	77

ÍNDICE DE FIGURAS

Figura 1. Tipología de los disipadores de energía hidráulica de presas (a) por resalto; (b) salto de ski de medio fondo; (c) trampolín sumergido; (d) lámina libre y medio fondo; (e) salto de ski; (f) lámina libre; (g) lámina libre y compuerta de fondo; (h) en pozo con terminal de resalto; (i) chorros cruzados entre lámina libre y medio fondo. (Lencastre (1961), citada por Castillo, 1989).....	2
Figura 2. Perfil de la lámina de agua completamente aireada en un vertedero bidimensional (Bazin, 1896, Scimemi, 1930, obtenido de Bos, 1989).	10
Figura 3. Descripción de la lámina vertiente y notación empleada (Puertas, 1994).	12
Figura 4. Rango de actuación de la aireación y atomización (Castillo, 1989, adaptada de Ervine y Falvey, 1987).	12
Figura 5. Chorro en la atmósfera y en el cuenco de disipación (Castillo, 1989, adaptada de Ervine y Falvey, 1987).	13
Figura 6. Aliviaderos de vertido libre de presas bóveda (Carrillo, 2014, adaptado de Castillo, 1989).	15
Figura 7. Esquema de un chorro no desarrollado (izqda.) y un chorro desarrollado (dcha.) (Castillo, 2007).....	17
Figura 8. Expansión lateral de un chorro bidimensional (Carrillo, 2014, adaptado de Bollaert, 2002).....	19
Figura 9. Esquema de la difusión del chorro (Carrillo, 2014, adaptado de Albertson et al., 1950).....	20
Figura 10. Condiciones de flujo en el cuenco de disipación en función del calado de aguas abajo (Carrillo, 2014, adaptada de Cui Guang Tao et al., 1986).....	22
Figura 11. Coeficientes de presión dinámica media para diferentes formas de chorros y entradas de aire (Carrillo, 2014).	27
Figura 12. Esquema de los cuatro diferentes tipos de chorros (Castillo, 2007).	29
Figura 13. Presión dinámica fluctuante en función de y/D_j (Bollaert y Schleiss, 2001).30	
Figura 14. Variación del coeficiente de presión dinámica fluctuante con la relación colchón de agua/espesor del chorro (Carrillo, 2014).....	32
Figura 15. Presiones dinámicas máximas en el punto de estancamiento en función de la altura del cochón de agua (Castillo, 1989).	33
Figura 16. Amplitudes máximas de presión en el punto de estancamiento en función de la altura del cochón de agua (Castillo, 1989).	33
Figura 17. Coeficiente de presión dinámica extrema máxima, Cp^+ (Castillo, 2007).....	33
Figura 18. Coeficiente de presión dinámica extrema mínima, Cp^- (Castillo, 2007).	33
Figura 19. Variación del coeficiente de presión dinámica fluctuante máximo con el colchón de agua (Carrillo, 2014).	34
Figura 20. Variación del coeficiente de presión dinámica fluctuante mínimo con el colchón de agua (Carrillo, 2014).	34

Figura 21. Zonas del flujo del chorro dentro del colchón de agua (Xu Duo-Ming, 1983, citado por Castillo, 1989).	34
Figura 22. Distribución de presiones dinámicas medias propuestas por diferentes autores (Castillo, 1989).	36
Figura 23. Distribución de presiones dinámicas medias alrededor del punto de estancamiento en función del parámetro b (Carrillo, 2014).	37
Figura 24. Variación del coeficiente de presión dinámica media con la distancia radial al eje del chorro (Ervin et al., 1997).	38
Figura 25. Distribución de presiones dinámicas medias alrededor del punto de estancamiento en función de la relación x/Y (Carrillo, 2014).	38
Figura 26. Distribución radial del coeficiente de presión dinámica media (Bollaert, 2002).	39
Figura 27. Distribución de presiones dinámicas medias alrededor del punto de estancamiento en función de la relación x/x_{max} (Carrillo, 2014).	40
Figura 28. Infraestructura de laboratorio para el estudio de chorros turbulentos y bifásicos.	41
Figura 29. Bombeo en paralelo de la instalación (ordenadas con capacidad ascendente de caudal).	42
Figura 30. Panel de bombeo y lector del caudalímetro.	42
Figura 31. a) Llegada del agua al canal de entrada. b) Canal de entrada con sus respectivos elementos de disipación y orientación de líneas de corriente.	43
Figura 32. Diferentes perspectivas del limnómetro.	43
Figura 33. Perspectiva de la infraestructura del cuenco de disipación.	44
Figura 34. Detalle de los sensores del cuenco de disipación.	44
Figura 35. Planta del Cajón superior, cuenco de amortiguación y canal de desagüe de la infraestructura del laboratorio realizada con AutoCAD.	45
Figura 36. Traductor de presión de GE DRUCK, modelo UNIK-5000.	46
Figura 37. Traductor de presión de KELLER, modelo PR-35X/80797.	46
Figura 38. Distribución de sensores de presión en el eje central de la solera del cuenco de amortiguación.	47
Figura 39. Tarjeta de adquisición de datos.	47
Figura 40. Tarjeta de conexión de sensores.	47
Figura 41. Equipo informático para la adquisición de datos y voltímetro.	48
Figura 42. Esquema de parámetros relevantes para el análisis de sobrevertido en presas.	50
Figura 43. Diferencia entre el valor medio de la serie bruta y filtrada con reemplazo. .	51
Figura 44. Diferencia entre el valor medio de la serie bruta y filtrada sin reemplazo. ..	52
Figura 45. Diferencia del valor medio de la serie filtrada con y sin reemplazo.	52

Figura 46. Coeficientes de presión dinámica media en la solera del cuenco de disipación para el caso del colchón no efectivo $Y \leq 5B_j$; H/L_b .	55
Figura 47. Coeficientes de presión dinámica media en la solera del cuenco de disipación para el caso del colchón no efectivo $Y \leq 5B_j$; L/L_b .	56
Figura 48. Ajuste del coeficiente de presión dinámica media para el rango $H/L_b < 0.75$.	57
Figura 49. Ajuste del coeficiente de presión dinámica media para el rango $L/L_b < 0.80$.	57
Figura 50. Ajuste del coeficiente de presión dinámica media para el rango $0.75 \leq H/L_b < 0.85$.	57
Figura 51. Ajuste del coeficiente de presión dinámica media para el rango $0.80 \leq L/L_b < 0.90$.	57
Figura 52. Ajuste del coeficiente de presión dinámica media para el rango $0.85 \leq H/L_b < 1.05$.	58
Figura 53. Ajuste del coeficiente de presión dinámica media para el rango $0.90 \leq L/L_b < 1.00$.	58
Figura 54. Ajuste del coeficiente de presión dinámica media para el rango $1.05 \leq H/L_b < 1.15$.	58
Figura 55. Ajuste del coeficiente de presión dinámica media para el rango $1.00 \leq L/L_b < 1.20$.	58
Figura 56. Ajuste del coeficiente de presión dinámica media para el rango $1.15 \leq H/L_b < 1.25$.	58
Figura 57. Ajuste del coeficiente de presión dinámica media para el rango $1.20 \leq L/L_b < 1.30$.	58
Figura 58. Ajuste del coeficiente de presión dinámica media para el rango $1.25 \leq H/L_b < 1.35$.	59
Figura 59. Ajuste del coeficiente de presión dinámica media para el rango $1.30 \leq L/L_b < 1.40$.	59
Figura 60. Ajuste del coeficiente de presión dinámica media para el rango $1.35 \leq H/L_b < 1.60$.	59
Figura 61. Ajuste del coeficiente de presión dinámica media para el rango $1.40 \leq L/L_b < 1.60$.	59
Figura 62. Ajuste del coeficiente de presión dinámica media para el rango $1.60 \leq H/L_b$.	59
Figura 63. Ajuste del coeficiente de presión dinámica media para el rango $1.60 \leq L/L_b$.	59
Figura 64. Coeficientes de presión dinámica media de todos los rangos establecidos para H/L_b .	61
Figura 65. Coeficientes de presión dinámica media de todos los rangos establecidos para L/L_b .	61

Figura 66. Coeficientes de presión dinámica media para diferentes formas de chorros y entradas de aire para H/L_b	62
Figura 67. Coeficientes de presión dinámica media para diferentes formas de chorros y entradas de aire para L/L_b	63
Figura 68. Ajuste del coeficiente de presión dinámica fluctuante para el rango $H/L_b < 0.75$	64
Figura 69. Ajuste del coeficiente de presión dinámica fluctuante para el rango $0.75 \leq H/L_b < 0.85$	64
Figura 70. Ajuste del coeficiente de presión dinámica fluctuante para el rango $0.85 \leq H/L_b < 1.05$	64
Figura 71. Ajuste del coeficiente de presión dinámica fluctuante para el rango $1.05 \leq H/L_b < 1.35$	64
Figura 72. Ajuste del coeficiente de presión dinámica fluctuante para el rango $1.35 \leq H/L_b < 1.60$	64
Figura 73. Ajuste del coeficiente de presión dinámica fluctuante para el rango $1.60 \leq H/L_b$	64
Figura 74. Variación del coeficiente de presión dinámica fluctuante con la relación Y/B_j para H/L_b	65
Figura 75. Variación del coeficiente de presión dinámica máxima con el colchón de agua.	67
Figura 76. Variación del coeficiente de presión dinámica máxima con el colchón de agua para los diferentes rangos de H/L_b	67
Figura 77. Variación del coeficiente de presión dinámica mínima con el colchón de agua.	68
Figura 78. Variación del coeficiente de presión dinámica mínima con el colchón de agua para para los diferentes rangos de H/L_b	68
Figura 79. Distribución de presiones dinámicas medias alrededor del punto de estancamiento en función del parámetro $b_{distrib}$	70
Figura 80. Distribución de presiones dinámicas medias alrededor del punto de estancamiento en función de la relación x/Y	71
Figura 81. Distribución de presiones dinámicas medias alrededor del punto de estancamiento en función de la relación x/x_{max}	72

ÍNDICE DE TABLAS

Tabla 1. Expresiones de longitud de rotura para chorro rectangular y circular (Carrillo, 2014).....	18
Tabla 2. Coeficiente K de la longitud del núcleo del chorro según diversos autores (Carrillo, 2014, complementado de Bollaert y Schleiss, 2003).....	20
Tabla 3. Coeficientes C y K de la formulación general de presiones dinámicas medias (Castillo, 2002).	24
Tabla 4. Parámetros de la ecuación del coeficiente de presión dinámica media en función de la longitud de rotura (Castillo, 2006).....	26
Tabla 5. Parámetros del coeficiente de presión dinámica media cuando $Y > 5.5B_j$ (Castillo et al., 2015).	27
Tabla 6. Coeficientes del polinomio de regresión para diferentes intensidades turbulentas (Bollaert, 2002).	30
Tabla 7. Coeficientes para el cálculo de la presión dinámica fluctuante (Castillo,2006).	31
Tabla 8. Parámetros para el cálculo del coeficiente de presión dinámica fluctuante (Castillo et al., 2015).	31
Tabla 9. Parámetros de las ecuaciones para el cálculo de las presiones dinámicas medias (Castillo, 1989).	35
Tabla 10. Parámetros de la distribución de la presión dinámica media alrededor del punto de estancamiento (Carrillo, 2014).	36
Tabla 11. Caudales empleados para el análisis de presiones.....	49
Tabla 12. Parámetros del coeficiente de presión dinámica media para H/L_b cuando $Y > 5B_j$	60
Tabla 13. Parámetros del coeficiente de presión dinámica media para L/L_b cuando $Y > 5B_j$	60
Tabla 14. Parámetros para el cálculo del coeficiente de presión dinámica fluctuante. ...	65

1. INTRODUCCIÓN

Según el Comité Internacional de Grandes Presas (ICOLD), en la antigüedad, las presas se construían para un solo propósito, el abastecimiento de agua o de riego. Pero a medida que las civilizaciones se fueron desarrollando, surgió necesidad de usos para distintos fines: suministro de agua para riego, control de inundaciones, navegación, calidad del agua, control de sedimentos y energía. Por lo tanto, actualmente las presas se construyen para un propósito múltiple. Una presa es la piedra angular en el desarrollo y la gestión de los recursos hídricos de una cuenca fluvial. La presa multipropósito es un proyecto muy importante para los países en desarrollo, ya que la población recibe beneficios domésticos y económicos en una sola inversión.

La demanda de agua está aumentando constantemente en todo el mundo. Pero los recursos de agua dulce son limitados y distribuidos de manera desigual. En los países desarrollados con numerosos recursos y una infraestructura técnica altamente avanzada, las numerosas maneras de conservar, reciclar y reutilizar el agua pueden ser más o menos suficientes para satisfacer el crecimiento de la oferta. Sin embargo, en muchas otras regiones, la disponibilidad de agua es crítica para cualquier desarrollo ulterior por encima del nivel actual e incluso para la mera supervivencia de las comunidades existentes o para satisfacer la creciente demanda originada por el rápido aumento de su población. En dichas regiones, es vital la contribución de las presas y embalses para el aprovechamiento de los recursos hídricos.

Por otro lado, las variaciones estacionales y las irregularidades climáticas en el flujo impiden el uso eficiente de la esorrentía de los ríos, con épocas de inundaciones y sequías, causando problemas de proporciones catastróficas. Durante casi 5000 años las presas han servido para asegurar un suministro adecuado de agua, almacenando dicha agua en épocas de abundancia y liberándola en tiempos de escasez, evitando o al menos atenuando las inundaciones.

Las presas con su actual capacidad de almacenamiento agregado de unos 6000 km³ (ICOLD), contribuyen claramente a la gestión eficaz de los recursos hídricos finitos distribuidos de forma desigual y sujetos a grandes fluctuaciones estacionales.

Como menciona Puertas (1994), el agua contenida en el embalse creado por una presa presenta una energía notablemente superior a la que tiene el agua del río inmediatamente aguas abajo de la presa: la diferencia, expresada en energía por unidad de peso, es igual a la diferencia de cotas entre la superficie libre del embalse y el nivel del río a pie de presa. La explotación de un embalse frecuentemente requiere reintegrar elevados caudales de agua al río. A fin de evitar que la elevada energía del agua del embalse pueda dañar el cauce y la propia cimentación de la presa, es preciso eliminar (disipar) en la medida de lo posible dicha energía.

La evacuación de agua de un embalse puede llevarse a cabo por medio de diferentes dispositivos de desagüe, algunos de los cuales actúan a cotas bajas (desagües de fondo y medio fondo), mientras que los grandes caudales de avenida se reintegran al cauce por su coronación (aliviaderos de superficie).

Como afirma Castillo (1989), un aspecto muy importante en el diseño de una presa, lo constituyen los órganos de seguridad “vertedero-disipador de energía”, que permiten restituir al cauce natural el agua excedente del embalse.

El objetivo de los cuencos disipadores de energía es eliminar gran parte de la energía de los flujos de alta velocidad; por fricción del agua con el aire, en la estructura disipadora y por fricción interna; por lo tanto, limitan las erosiones en el punto de restitución al cauce y proporcionan un régimen de circulación lo más estable posible, aguas abajo de aquel.

En la Figura 1, se presenta las principales tipologías de disipadores de energía hidráulica de presas.

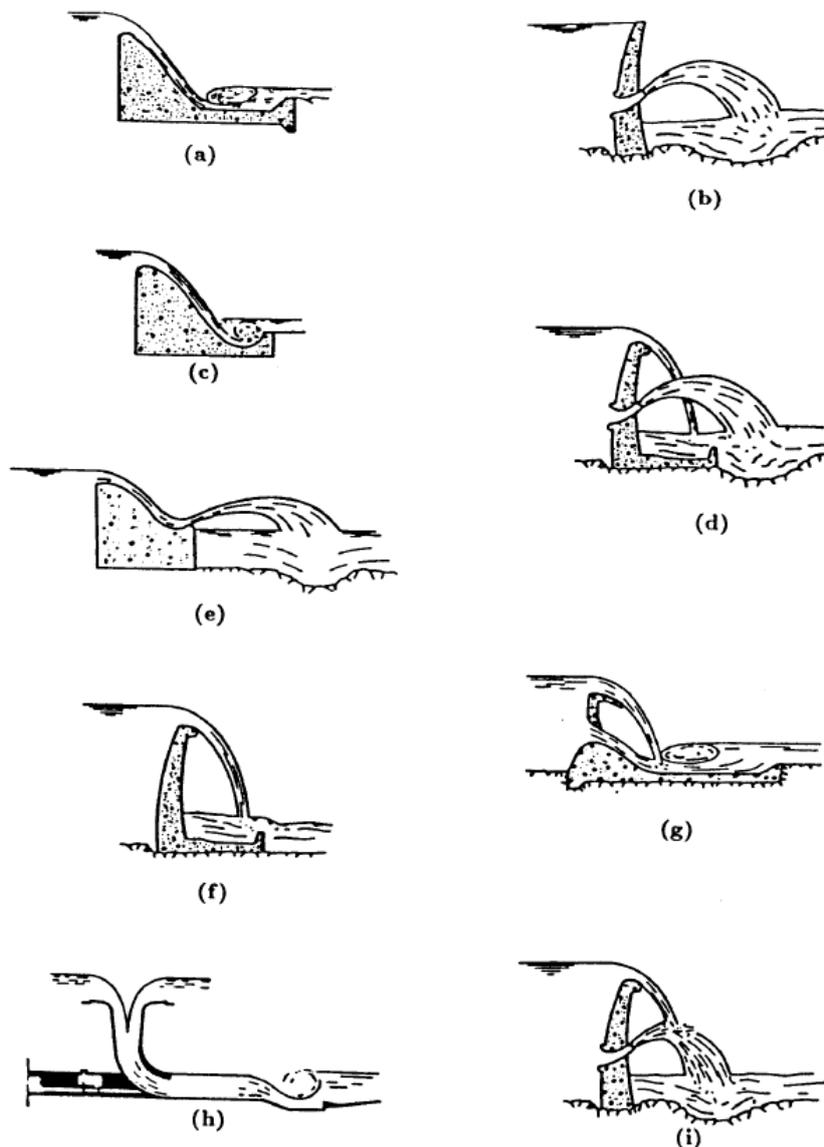


Figura 1. Tipología de los disipadores de energía hidráulica de presas (a) por resalto; (b) salto de ski de medio fondo; (c) trampolín sumergido; (d) lámina libre y medio fondo; (e) salto de ski; (f) lámina libre; (g) lámina libre y compuerta de fondo; (h) en pozo con terminal de resalto; (i) chorros cruzados entre lámina libre y medio fondo. (Lencastre (1961), citada por Castillo, 1989).

De todas las tipologías, el vertido libre por coronación en presas de fábrica (Figura 1 (f)) constituye una forma de disipación de energía simple, cómoda y económica. La descarga de los caudales excedentes se realiza al pie de la presa en un colchón de agua, pudiendo ser su fondo el cauce natural del río (caso de existir roca sana y de buena calidad), o una solera de hormigón armado.

El estudio que se ha realizado en este Trabajo Final de Máster (TFM) se circunscribe a este tipo de disipador de energía, ya que, en muchas presas, el desagüe de los caudales sobrantes se realiza mediante el vertido libre por coronación.

Su misión consiste en retornar los caudales excedentes al cauce del río, permitiendo que en unas ciertas partes de la presa (aliviaderos) el agua supere la cota de coronación y vierta creando una lámina libre sensiblemente vertical. Esta lámina cae libremente por la atmósfera hasta alcanzar el cuenco disipador, que se encuentra ubicado al pie de la presa, y que está formado por un colchón de agua de mayor o menor profundidad en donde dicha lámina puede ser disipada.

Los cuencos disipadores de energía, se encuentran sometidos a una fuerte acción erosiva, como consecuencia de las altas velocidades que se obtienen de la transformación de la energía potencial creada por el embalse. Unido a estas acciones, tiene lugar altas presiones hidrodinámicas debido al efecto del impacto del chorro turbulento en la solera.

De las dos acciones anteriormente citadas, es más probable que las posibles erosiones causadas en el cuenco disipador sean producidas por las presiones hidrodinámicas, que provocan el levantamiento y arrastre de las partículas sólidas.

Debido a su relevancia, anteriormente, ya se han realizado Trabajos Final de Carrera en donde el principal objetivo es el registro y la validación de presiones instantáneas generadas por el impacto de un chorro de vertido libre en la solera del cuenco de disipación.

La diferencia de este trabajo con los anteriores es considerable, ya que en este caso se expresan los coeficientes de presión en función de la relación adimensional altura de caída/longitud de desintegración H/L_b , tal y como se realizó en la Tesis de Carrillo (2014) y, supone una actualización de los coeficientes de las leyes de presiones dinámicas medias y fluctuantes. Además, como novedad, se ha ampliado el rango de caudales medidos (de 58.72 l/s con Carrillo (2014) a 124.5 l/s), se ha utilizado un nuevo método de filtrado para el límite inferior y se ha introducido la relación adimensional longitud de vuelo del chorro/longitud de desintegración L/L_b , ya que esta relación caracteriza mejor el fenómeno físico.

2. OBJETIVOS

El objetivo principal de este Trabajo Fin de Máster es la caracterización hidrodinámica de las presiones actuantes en el cuenco de disipación de energía de un aliviadero de vertido libre a partir de medidas de laboratorio. De esta forma, se lleva a cabo la medición, análisis y tratamiento de presiones instantáneas medidas en la solera del cuenco de amortiguación.

Centrándose en el estudio del:

- Coeficiente de presión dinámica media
- Coeficiente de presión dinámica fluctuante
- Coeficiente de presión dinámica extrema
- Distribución de presiones medias alrededor del punto de estancamiento

Adicionalmente, se han considerado los estudios previos realizados en diversas instalaciones experimentales en las Tesis Doctorales de Castillo, (1989), Puertas, (1994) y Carrillo, (2014). Estos datos son completados con las nuevas mediciones obtenidas en una nueva instalación experimental de vertido en lámina libre.

3. RESUMEN

Este Trabajo Final de Máster consta de tres partes claramente diferenciadas:

- Una primera parte que se realiza en laboratorio. Consiste en una campaña de mediciones para el registro de presiones instantáneas para una misma posición de vertido y diferentes caudales y alturas de colchón.
- Una segunda parte de filtrado de datos y análisis de resultados mediante el uso de métodos estadísticos.
- Y una tercera parte de puesta en común con los resultados de otros autores y nuevos ajustes, proponiéndose algunas formulaciones y ábacos correspondientes para la caracterización de los diferentes coeficientes de presión hidrodinámicos.

4. FUNDAMENTOS TEÓRICOS

En el estudio de un cuenco de disipación de energía de un aliviadero de vertido libre se deben considerar varios factores, como son:

1. Características de la lámina vertiente.
2. Características del flujo en el cuenco.

4.1. Características de la lámina vertiente

4.1.1. Geometría de la lámina vertiente

Según el United States Bureau of Reclamation (USBR), la forma de la lámina de agua que vierte sobre un aliviadero de labio fino o pared delgada, y, más en particular, su cara inferior, definen la geometría de los aliviaderos de perfil estricto. La forma aproximada de estas láminas es la definida en la Figura 2.

En lo sucesivo se considerará que la pared que forma el aliviadero es vertical y de altura superior a $3h_{sobrevertido}$ (caso de vertedero de pared delgada). En caso contrario, el coeficiente de desagüe del aliviadero varía fuertemente con la sobreelevación (USBR, (1974)). También se supondrá que dicha sobreelevación es superior a 0.04 m, de modo que se pueda despreciar el efecto de la tensión superficial (D'Alpaos y Ghetti, (1984)).

En este tipo de vertederos, el chorro de sobrevertido no está en contacto con el cuerpo del mismo, produciéndose una zona de aire bajo la lámina vertiente. Si la zona inferior no está suficientemente aireada, se crea una subpresión que genera que el chorro se adhiera a la pared delgada e incrementa la curvatura de la lámina, generando un incremento del coeficiente de descarga.

La Figura 2 muestra el perfil de la lámina de agua sobre un vertedero de pared delgada sin contracciones laterales y completamente aireado correspondiente a los resultados obtenidos por Bazin (1896) y Scimemi (1930), citados por Bos (1989). Se observa que el calado sobre el labio es superior al crítico (línea $OD = 0.85h$), alcanzándose el calado crítico aguas abajo del labio del aliviadero, concretamente en el punto de mayor cota (línea $CE = 0.65h$).

Tras el paso por el vertedero, la línea inferior del chorro presenta una ligera ascensión tras la que se produce el descenso hacia el cuenco, alcanzándose el máximo aproximadamente a una sobreelevación de $0.112h$ y una distancia horizontal de $0.25h$, lo que concuerda con los resultados de Creager (1917). En el punto de máxima cota se obtiene el calado equivalente al crítico (línea $CE = 0.65h$).

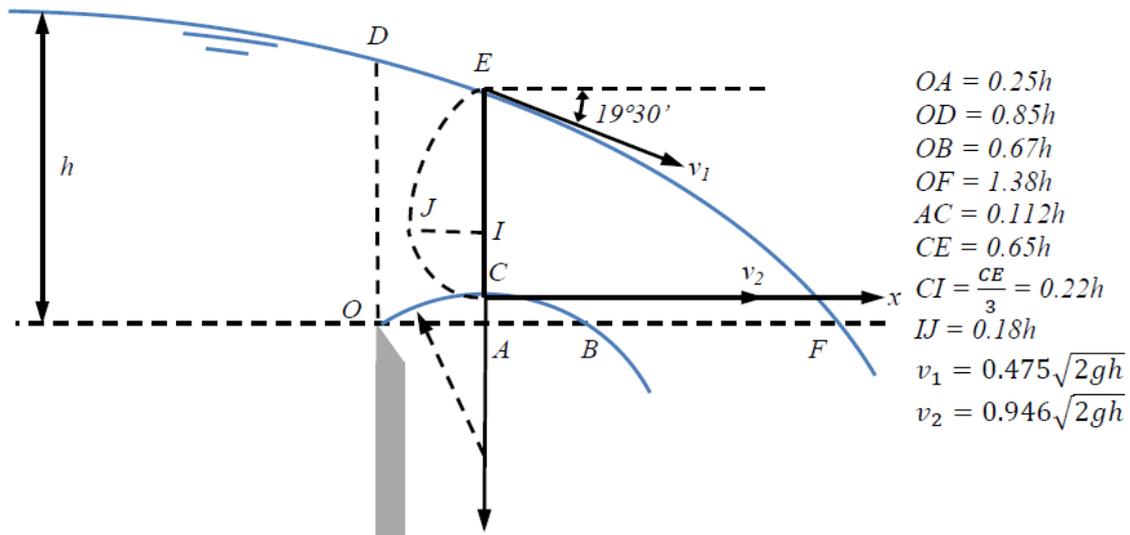


Figura 2. Perfil de la lámina de agua completamente aireada en un vertedero bidimensional (Bazin, 1896, Scimemi, 1930, obtenido de Bos, 1989).

La forma aproximada de la cara inferior de la lámina define la geometría de un aliviadero de perfil hidrodinámico. De este modo, la forma de esta curva ha sido modelada mediante dos arcos de circunferencias en el perfil obtenido por el USBR.

El USBR considera la siguiente formulación para el caso de sobrevertidos por coronación en distintas ediciones de su libro *Diseño de Pequeñas Presas* (2007):

$$y = x \cdot \tan \theta - \frac{x^2}{4 \cdot K \cdot (d + h_v) \cdot \cos^2 \theta} \quad (1)$$

donde θ es el ángulo del lanzamiento, d es el calado del flujo, h_v es la carga de velocidad (carga sobre vertedero $h = d + h_v$) y K es un factor de ajuste con valor menor o igual a 1.0 y para el cálculo de la trayectoria real del chorro de sobrevertido habitualmente se sugiere entre 0.75 y 0.90.

Según Wahl *et al.* (2008), la obtención de esta fórmula no está bien documentada. Al comparar la ecuación (1) con la formulación de lanzamiento parabólico, se observa que el denominador de la misma contiene un término adicional de calado, d , por lo que obtiene un lanzamiento más aplanado de lo que teóricamente es posible. Esto puede conducir a subestimar el potencial erosivo del chorro cerca de la estructura o a sobreestimar la zona que requiere protección frente erosión. Pero en la práctica, se puede emplear la ecuación (1) utilizando un factor K inferior a la unidad para obtener un resultado concordante a la formulación de lanzamiento parabólico, aunque el significado físico del parámetro K nunca se ha establecido. Annandale (2006) propone un valor de $K = 0.75$. Según Wahl *et al.* (2008), el mejor resultado se obtiene con $K = 0.652$, puesto que la carga de velocidad sobre un vertedero grueso es $0.652h$ asumiendo que no se producen pérdidas. Cuando se emplean las ecuaciones correctas de la trayectoria, el factor K debería estar próximo a la unidad.

En caso de considerar un aliviadero de pared delgada sin contracciones laterales, se pueden aplicar diferentes expresiones. La formulación de Scimemi (1930), citado por Castillo (1989) y Carrillo (2014), es una de las más conocidas, siendo válida siempre que no existan efectos de escala:

- Lámina inferior:

$$\frac{y}{h} = \left(\frac{\frac{x}{h} - 0.10}{1.550} \right)^2 + 0.062 \cdot \frac{x}{h} - 0.186 \quad \text{para } \frac{x}{h} > 0.50 \quad (2)$$

- Eje de lámina:

$$\frac{y}{h} = \left(\frac{\frac{x}{h} + 1.00}{2.155} \right)^{2.33} - 1.00 \quad \text{para } \frac{x}{h} > 2.00 \quad (3)$$

- Lámina superior:

$$\frac{y}{h} = \left(\frac{\frac{x}{h} - 0.70}{1.420} \right)^{2.33} - 1.00 \quad \text{para } \frac{x}{h} > 1.40 \quad (4)$$

donde x es el eje horizontal con sentido positivo en la dirección del flujo e y el eje vertical orientado hacia abajo y origen en el labio del vertedero (Figura 3).

Creager (1917) propone otra formulación para el eje central de la lámina vertiente:

$$\left(\frac{x'}{h} \right)^2 = 2.732 \cdot \frac{y'}{h} \quad (5)$$

donde el eje x' está desplazado una distancia $0.056h$ hacia aguas arriba, mientras que el eje y' se desplaza una distancia $0.344h$ por encima del umbral del vertedero (Figura 3).

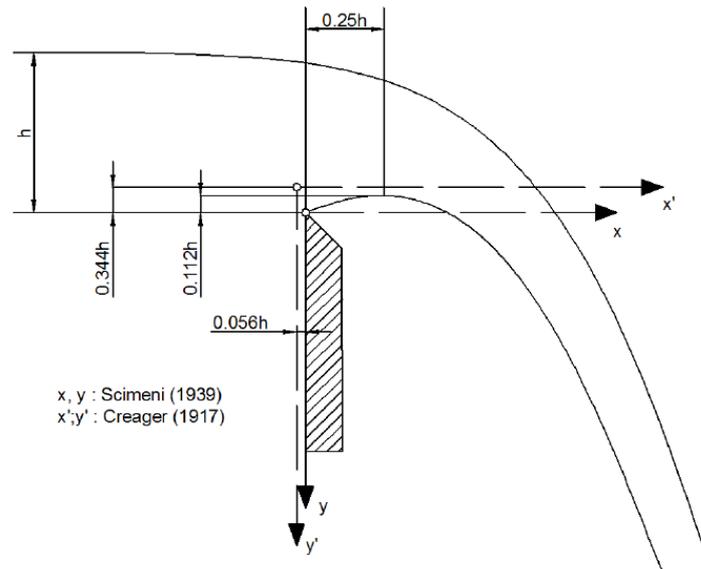


Figura 3. Descripción de la lámina vertiente y notación empleada (Puertas, 1994).

4.1.2. Aireación de la lámina

El perfil teórico de la lámina vertiente se ve afectado por fenómenos que desvirtúan su forma original. Estos fenómenos son principalmente la aireación y posterior atomización de la lámina, disminuyendo su núcleo central compacto y aumentando al mismo tiempo la zona de agua atomizada.

En la caída del chorro se producen dos efectos opuestos. Por un lado, se tiene un efecto de estabilidad debida a la gravedad, y por otro lado la turbulencia interna contrarresta dicha contracción, generando una expansión lateral que distorsiona el borde del chorro, pudiendo producir su disgregación y rotura.

Ervine y Falvey (1987) realizaron el estudio de chorros circulares turbulentos aireados y no aireados. Sus principales resultados se resumen a grosso modo en la Figura 4 y más detalladamente en la Figura 5.

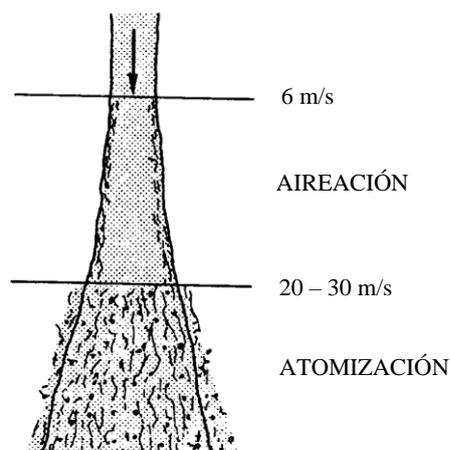


Figura 4. Rango de actuación de la aireación y atomización (Castillo, 1989, adaptada de Ervine y Falvey, 1987).

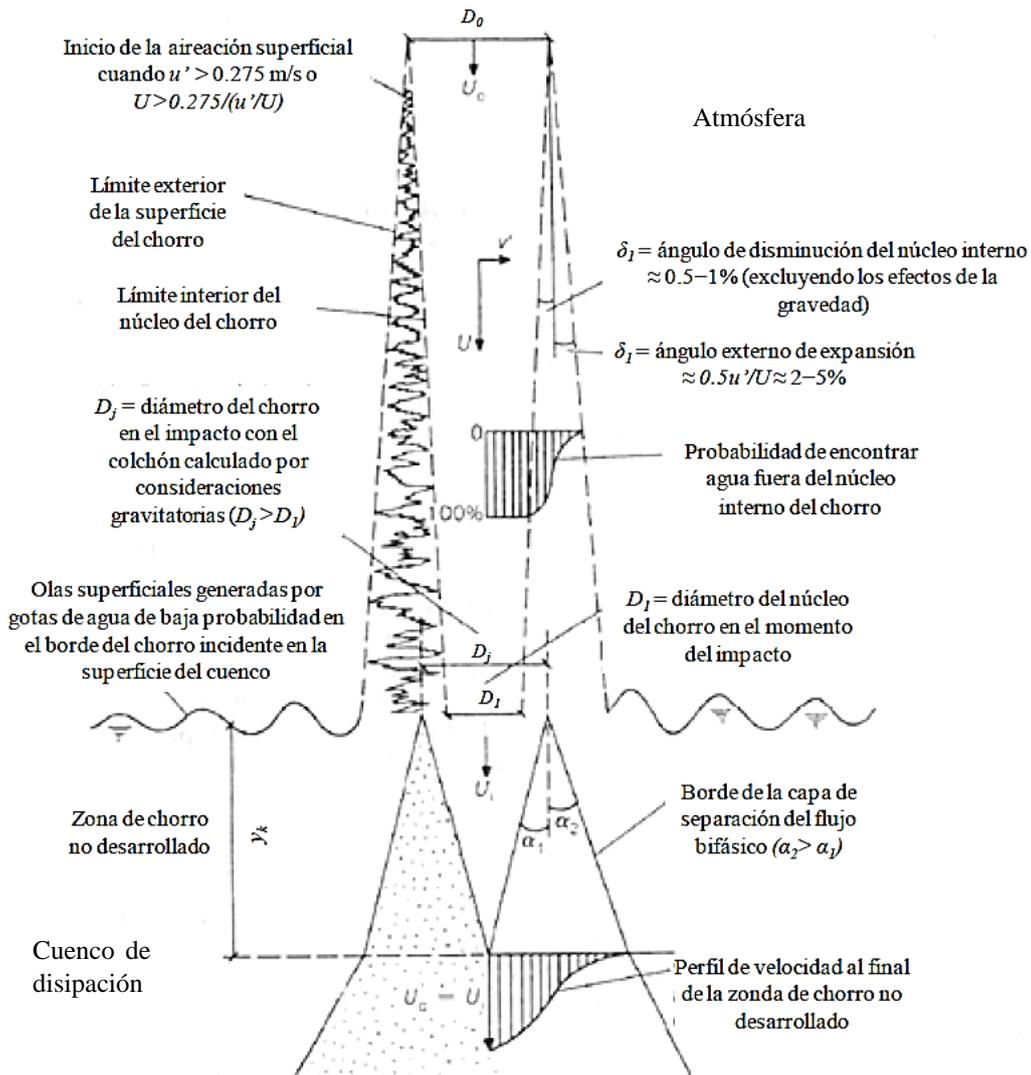


Figura 5. Chorro en la atmósfera y en el cuenco de disipación (Castillo, 1989, adaptada de Ervine y Falvey, 1987).

Castillo (1989) propone que el vuelo del chorro a través de la atmósfera se puede dividir en cinco fases diferenciadas:

- Primera fase: Chorro turbulento no aireado

Hasta el momento en que se inicia la aireación del chorro, se origina una caída libre de agua con una intensidad de turbulencia inicial que depende de las condiciones del vertedero y de la forma de aproximación al mismo desde aguas arriba.

- Segunda fase: Aireación del chorro

La velocidad relativa entre el chorro turbulento y el aire aumenta la turbulencia. Llega un momento en que los esfuerzos provocados por la turbulencia en la superficie del chorro vencen a la tensión superficial, por lo que se introducen burbujas de aire en el chorro, produciéndose la rotura de la superficie. Ervine y Falvey (1987) y Ramos (1988) consideran que este fenómeno se inicia cuando el chorro alcanza una velocidad de 5.5–7.0 m/s en condiciones de turbulencia inicial baja (4–5%). Con el fin de favorecer

la disipación de energía en el chorro vertiente, se puede acelerar el proceso de aireación y atomización aumentando la turbulencia por métodos artificiales (CNEGP, 1997).

- Tercera fase: Chorro turbulento aireado

Se produce el aumento de la velocidad del chorro a la vez que el desprendimiento de partículas de agua de un modo esporádico. Las gotas separadas son frenadas por el rozamiento del aire hasta alcanzar su velocidad de caída límite. El efecto de introducción del aire en el chorro apenas elimina energía al flujo.

- Cuarta fase: Atomización del chorro

La zona no aireada situada en la parte central de la lámina va disminuyendo hasta desaparecer, debido al aumento de la zona aireada y atomizada a medida que el chorro desciende. Las partículas de agua cercanas a la superficie se van desprendiendo de un modo continuado. Se considera que se ha alcanzado la atomización de la lámina cuando una parte importante del chorro se ha separado del núcleo del mismo. Según Ervine y Falvey (1987), el inicio de esta fase se da para velocidades de caída entre 20 y 30 m/s.

- Quinta fase: Chorro atomizado

El chorro está formado por grandes gotas de agua que se van disgregando en gotas más pequeñas debido al rozamiento con la atmósfera, por lo que todo el chorro se ha desintegrado.

4.1.3. Espesor del chorro de impacto

Para las consideraciones de diseño, se definen dos conjuntos de condiciones (Figura 6):

- Las condiciones iniciales se sitúan en la sección del chorro con altura $z = -h$ y aguas abajo de la estructura de vertedero, siendo z la coordenada vertical con origen en la cresta de vertido y h la carga sobre vertedero.
- Las condiciones incidentes se localizan en la sección del chorro justo antes del impacto con la superficie del agua en el cuenco de disipación.

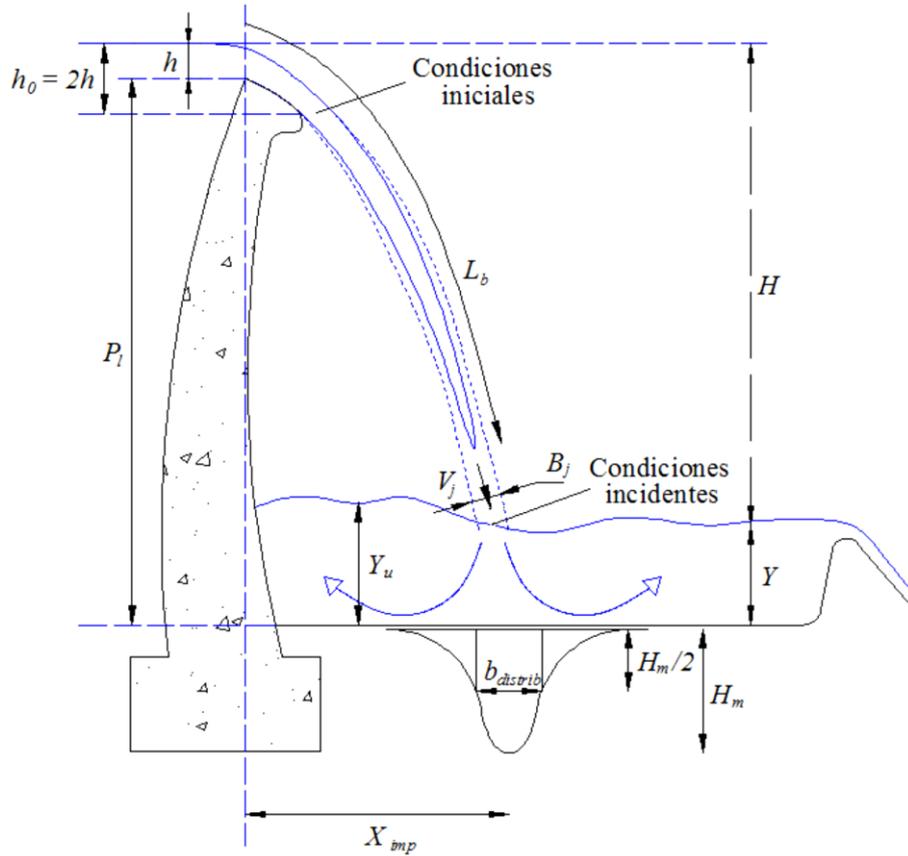


Figura 6. Aliviaderos de vertido libre de presas bóveda (Carrillo, 2014, adaptado de Castillo, 1989).

Las condiciones de impacto se definen por la velocidad media V_j y el espesor del chorro rectangular B_j como:

$$B_j = B_g + B_s = B_g + 2 \cdot \xi \quad (6)$$

donde B_g es el espesor por condiciones gravitatorias, B_s el espesor por difusión lateral, y ξ la expansión lateral debido al efecto de la turbulencia. Davies (1972) postulo que ξ es aproximadamente igual a la raíz cuadrada de la distancia de caída.

El tiempo t para la distancia de caída del chorro viene dado por:

$$t = \frac{V_j - V_i}{g} \quad (7)$$

donde V_i y V_j son las velocidades medias en la condición inicial e incidente respectivamente, y g es la aceleración de la gravedad.

Castillo *et al.* (2014) propusieron que la difusión lateral de un chorro rectangular se obtiene como:

$$\xi = K_\varphi \cdot v'_s \cdot t = K_\varphi \cdot \left(\frac{v'_s}{V_i}\right) \cdot V_i \cdot \frac{V_j - V_i}{g} \quad (8)$$

donde v_s' es la componente turbulenta de la velocidad en la dirección del flujo, K_φ es un parámetro experimental, y $T_u = \frac{v_s'}{V_i}$ la intensidad de turbulencia, parámetro que gobierna los efectos de la turbulencia del chorro. Teniendo en cuenta las velocidades en las condiciones iniciales de vertido (altura de caída igual a $2h$) y en las condiciones de impacto (altura de caída igual a H), la expansión lateral se puede expresar como:

$$\begin{aligned}\xi &= K_\varphi \cdot T_u \cdot \sqrt{2 \cdot g \cdot (2 \cdot h)} \left[\frac{\sqrt{2 \cdot g \cdot H} - \sqrt{2 \cdot g \cdot (2 \cdot h)}}{g} \right] \\ &= 2 \cdot K_\varphi \cdot T_u \cdot \sqrt{g \cdot h} \left[\frac{\sqrt{2 \cdot g \cdot H} - \sqrt{g \cdot h}}{g} \right]\end{aligned}\quad (9)$$

donde H es la diferencia de cota de agua antes y después del punto de vertido y h es la carga sobre el vertedero.

Al reemplazar el término ξ en la ecuación (6), la fórmula del espesor del chorro en el punto de impacto se obtiene como:

$$B_j = B_g + B_s = B_g + 2 \cdot \xi = \frac{q}{\sqrt{2 \cdot g \cdot H}} + 4 \cdot \varphi \cdot \sqrt{h} \cdot [\sqrt{2 \cdot H} - 2 \cdot \sqrt{h}] \quad (10)$$

donde q es el caudal específico y $\varphi = K_\varphi \cdot T_u$.

Ervine y Falvey (1987) postularon en chorros circulares unidimensionales aireados que las fluctuaciones de velocidad en la dirección normal v'_n y transversal al flujo v'_t son iguales y están relacionadas con las fluctuaciones de la velocidad en el sentido de la corriente del siguiente modo:

$$v'_n = v'_t = 0.38 \cdot v'_s \quad (11)$$

La raíz cuadrática media (RCM) de la componente turbulenta en la línea de corriente puede obtenerse como:

$$\bar{v}' = \sqrt{v_s'^2 + v_n'^2 + v_t'^2} = \sqrt{v_s'^2 + 0.38 \cdot v_s'^2 + 0.38 \cdot v_s'^2} = 1.14 \cdot v'_s \quad (12)$$

Quedando la expansión lateral:

$$\xi = 1.14 \cdot v'_s \cdot t \quad (13)$$

Krothapalli *et al.* (1981) midieron las velocidades turbulentas transversales en un chorro bidimensional de aire. En la proximidad de la tobera de salida, las componentes máximas turbulentas fueron $v'_n \approx 0.95 \cdot v'_s$, y $v'_t \approx 0.78 \cdot v'_s$, quedando la raíz cuadrática media de la componente turbulenta en la línea de corriente como:

$$\bar{v}' = \sqrt{v_s'^2 + v_n'^2 + v_t'^2} = 1.59 \cdot v_s' \quad (14)$$

Sin embargo, el chorro analizado por los autores fue sobre un eje unidimensional y no se consideró el flujo bifásico aire-agua.

En el caso particular de chorros bifásicos rectangulares, el chorro es aireado y tridimensional. Por este motivo, la raíz cuadrática media de la velocidad debería estar en algún lugar entre $1.14 \cdot v_s'$ y $1.59 \cdot v_s'$. Castillo *et al.* (2014), apoyándose en simulaciones numéricas, consideran que k_ϕ es igual a 1.24 en el caso de flujo tridimensional.

4.1.4. Longitud de rotura

Según Annandale (2006), un parámetro importante a definir es la longitud de rotura del chorro (L_b) que es la distancia a partir de la cual el chorro está completamente desarrollado (Figura 7), es decir, no se distingue un núcleo, sino que está formado por gotas de agua que se van desintegrando en otras cada vez más pequeñas. Estas gotas se ven frenadas por el aire hasta alcanzar su velocidad de equilibrio, que tiene lugar cuando la resistencia introducida por el aire es igual al peso de las gotas. Esta interacción limita la capacidad erosiva de un chorro completamente desarrollado.

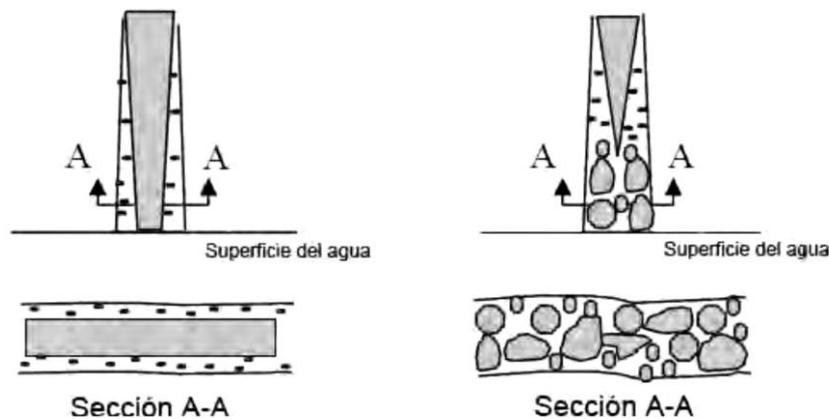


Figura 7. Esquema de un chorro no desarrollado (izqda.) y un chorro desarrollado (dcha.) (Castillo, 2007).

Las condiciones de desintegración de los chorros circulares han sido abordadas, principalmente por Ervine, Falvey, y Withers (1997). Sin embargo, el caso de chorros rectangulares no ha sido estudiado con suficiente profundidad. La única expresión conocida para la longitud de rotura del chorro rectangular es el propuesto por Horeni (1956).

Existen distintas formulaciones obtenidas para chorros planos y circulares, donde las variables son el número de Weber (W_e), el número de Reynolds (Re), el número de Froude (F) al inicio del chorro, el caudal de descarga (Q) en m^3/s , el caudal específico (q) en m^2/s , los diámetros en la condición inicial (D_i) y en el punto de impacto con el cuenco de amortiguación (D_j), y el espesor del chorro rectangular en la condición inicial (B_i). A continuación, se presenta una tabla que recoge las distintas formulaciones obtenidas para chorros planos y circulares.

Tipo de Chorro	Longitud de rotura L_b	Intensidad de turbulencia T_u	Autor
Chorro circular	$1.7 \cdot \frac{W_e}{(10^{-4} \cdot R_e)^{5/8}}$	3.0 %	Baron (1949)
Lámina rectangular	$6 \cdot q^{0.39}$	-	Horeni (1956)
Chorro circular	$60 \cdot Q^{0.39}$ $17.4 \cdot Q^{0.31}$ $4.1 \cdot Q^{0.20}$	0.3 % 3.0 % 8.0 %	Ervine, McKeogh y Elsaywy (1980)
Chorro circular	$(50 - 100) \cdot D_j$ $(200 - 300) \cdot D_j$	3.0 - 8.0 % 0.003 %	Ervine y Falvey (1987)
Chorro circular	$1.05 \cdot \frac{D_i \cdot F^2}{(1.14 \cdot T_u \cdot F^2)^{0.82}}$	varios	Ervine, Falvey y Withers (1997)
Lámina rectangular	$0.85 \cdot \frac{B_i \cdot F^2}{(K_\phi \cdot T_u \cdot F^2)^{0.82}}$	< 3.0 %	Castillo (2006) ($K_\phi = 1.24$; Castillo <i>et al.</i> , 2014)

Tabla 1. Expresiones de longitud de rotura para chorro rectangular y circular (Carrillo, 2014).

4.2. Características del flujo en el cuenco

4.2.1. Geometría del chorro incidente en el colchón

El estudio de las características del chorro incidente en un colchón de agua y más concretamente el estudio de su geometría, ha sido objeto de ensayos teóricos y experimentación desde mediados del siglo XX, con el fin de definir con exactitud tanto la forma de los contornos como los perfiles de velocidad para cada sección.

Según Carrillo (2014), la entrada de aire en el chorro en la fase de vuelo es de suma importancia, puesto que define la geometría del chorro antes del impacto y provoca la entrada de aire en el cuenco de disipación. El diámetro del núcleo no aireado en la zona de impacto influye directamente en la distancia de desarrollo del chorro en el seno del cuenco. El diámetro máximo del chorro aireado define la zona de la solera que estará bajo la influencia directa del impacto del chorro.

Como se observa en la Figura 8, existe una primera zona, una vez el agua ya ha incidido en el colchón, en la cual la velocidad de una parte central del chorro (núcleo del chorro) es igual a la que tenía previamente a su inmersión. En esta fase el chorro se caracteriza por un aumento de la sección transversal total (α_2 incrementa el ancho del chorro) a la vez que se reduce la región central no alterada por el medio (α_1 reduce el ancho del núcleo), a medida que las tensiones entre la zona de agua quieta y en movimiento van generando vórtices. La zona en la que se produce la disminución del núcleo del chorro hasta su total desaparición se denomina región de desarrollo del chorro, mientras que la región de chorro desarrollado o establecido es aquella en la que el núcleo ha desaparecido. A partir de ahí, el ángulo exterior α_3 se abre y ya no hay ninguna partícula que conserve la velocidad inicial.

La longitud de la zona de desarrollo y_k depende del ángulo interno de difusión α_1 , el cual se ve alterado por la entrada de aire en el chorro y la turbulencia inicial. α_1 está en torno a 4.5° para chorros sumergidos, y para el caso de chorros de alta turbulencia y aireados es aproximadamente 8° , siendo esta última la situación habitual en modelos y prototipos

(Ervine y Falvey, 1987). Según Hartung y Häusler (1973), el ángulo de contracción del núcleo compacto es ligeramente más reducido ($\alpha_i \approx 4-6^\circ$).

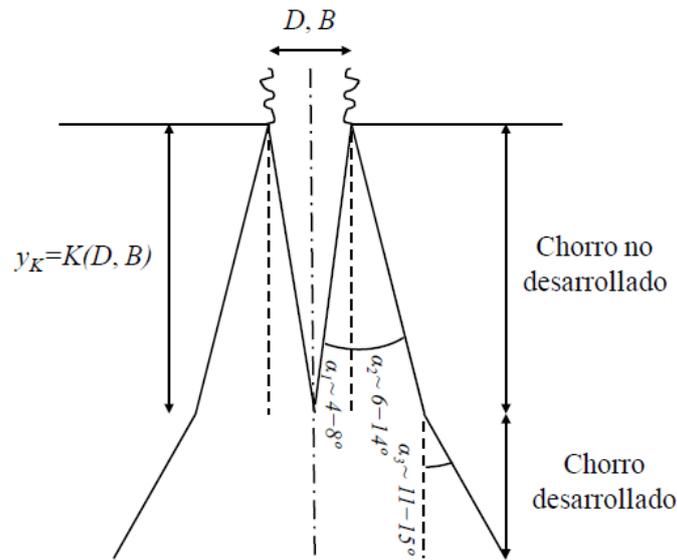


Figura 8. Expansión lateral de un chorro bidimensional (Carrillo, 2014, adaptado de Bollaert, 2002).

En la Tabla 2 se presentan los resultados teóricos y experimentales obtenidos por distintos autores sobre la distancia de desarrollo del chorro. La longitud de desarrollo del chorro y_K se obtiene como K veces el diámetro del chorro D para chorros circulares o K veces la anchura del chorro B en el caso de chorros rectangulares.

Según dicha tabla, la distancia necesaria para que desaparezca el núcleo del chorro rectangular no aireado previamente está entre 5.2 y 8.3, mientras que se reduce a 3.2 y 6.4 si el chorro rectangular está previamente aireado.

De acuerdo con la experiencia de Albertson *et al.* (1950), el análisis cuantitativo de la velocidad de un chorro se hace considerando una distribución gaussiana en la zona de chorro desarrollado, mientras que se tiene $v_{m\acute{a}x} = v_0$ en la zona del chorro no alterada por los remolinos (Figura 9).

Albertson *et al.* (1950) consideraron la siguiente expresión para la zona de desarrollo del chorro:

$$\frac{v_x}{v_0} = e^{-\frac{(y + \sqrt{\pi} \cdot C_1 \cdot \frac{x}{2} \cdot \frac{B}{2})^2}{2 \cdot (C_1 \cdot x)^2}} \quad (15)$$

donde v_0 es la velocidad del agua al penetrar en el colchón, B la anchura inicial del chorro, y C_1 un coeficiente que relaciona la desviación típica σ con la distancia recorrida ($C_1 = \sigma/x$).

Autor	K	Tipo de chorro	Análisis
Albertson <i>et al.</i> (1950)	5.2	Rectangular	Difusión de chorro y experimental
	6.2	Circular	Difusión de chorro y experimental
Homma (1953)	4.8	Circular	Experimental
Cola (1965)	7.18	Rectangular	Leyes de conservación y experimental

Poreh y Hefez (1967)	9	Circular	Difusión de chorro
Hartung y Häusler (1973)	5	Circular aireado	Estimación del ángulo de difusión
	5	Rectangular aireado	Estimación del ángulo de difusión
Beltaos y Rajaratnam (1973, 1974)	8.26	Rectangular	Cantidad de movimiento del chorro
	5.8–7.4	Circular	Cantidad de movimiento del chorro
Franzetti y Tanda (1984)	4.7	Circular aireado	Difusión de chorro y experimental
	6.03	Circular	Difusión de chorro y experimental
Chee y Yuen (1985)	3.3	Circular aireado	Análisis dimensional
Cui Guang Tao <i>et al.</i> (1985)	6.35	Rectangular aireado	Basado en Aki (1969) y experimental
Ervine y Falvey (1987)	4	Circular aireado	Cantidad de movimiento y experimental
	6.2	Circular	Experimental
Castillo (1989)	7.2	Rectangular aireado	Experimental
Armengou (1991)	3.19	Rectangular aireado	Experimental
Bormann y Julien (1991)	3.24	Rectangular aireado	Coefficiente de difusión del chorro
Ervine <i>et al.</i> (1997)	4–5	Circular aireado	Experimental
Castillo (2006)	4.0	Rectangular aireado	Experimental
Castillo <i>et al.</i> (2014)	5.5	Rectangular aireado	Experimental

Tabla 2. Coeficiente K de la longitud del núcleo del chorro según diversos autores (Carrillo, 2014, complementado de Bollaert y Schleiss, 2003)

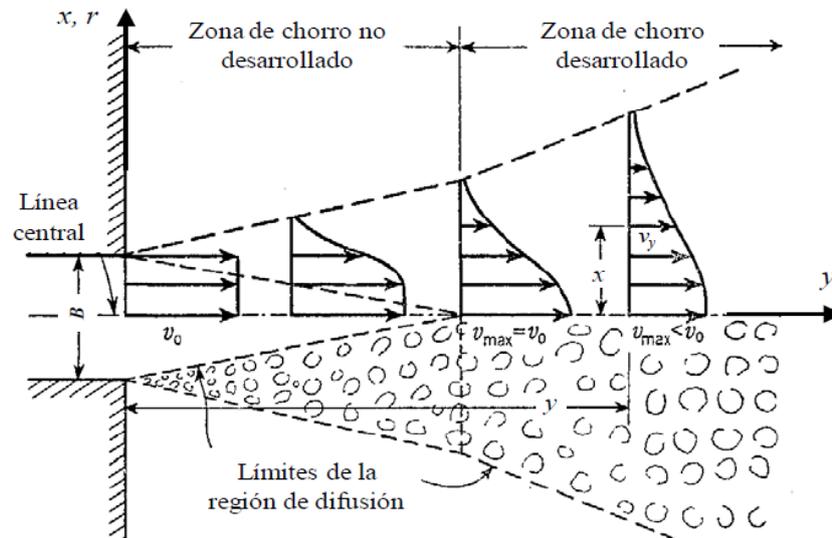


Figura 9. Esquema de la difusión del chorro (Carrillo, 2014, adaptado de Albertson *et al.*, 1950).

La velocidad máxima se obtiene siempre a lo largo del eje del chorro. Mediante ajuste experimental, Albertson *et al.* obtuvieron un valor de $C_1 \approx 0.109$ válido para cualquier chorro bidimensional.

Como menciona Carrillo (2014), según Hartung y Häusler (1973), al inicio de la zona de flujo desarrollado únicamente se ha disipado un 20% de la energía inicial en chorros rectangulares y un 30% en circulares. Para un chorro circular se tiene una disipación del 85% a una distancia $20D_j$. Sin embargo, según Cola (1965), citado por Hartung y Häusler (1973), en un chorro rectangular se requiere una distancia $40B_j$ para alcanzar una disipación del 70%.

Este análisis fundamental de difusión no tiene en cuenta la existencia de límites que modifican la distribución de la presión hidrostática y hacen que el problema sea dependiente de la gravedad. La existencia de una superficie rígida hace que las expresiones anteriores no

tengan una completa validez. A medida que el chorro avanza en el cuenco, la superficie rígida dificulta su descenso provocando que la trayectoria se modifique hacia una dirección horizontal (chorro de pared). El cambio de dirección provoca que la energía cinética se transforme en potencial, originando una sobrepresión en el fondo del cuenco.

Cola (1965), citado por Castillo (1989) y Carrillo (2014), experimentalmente obtuvo que los límites influyen en el campo de velocidad uniforme cuando la distancia recorrida por el chorro es $x = 0.724Y$, siendo Y el calado en el colchón, siempre y cuando se cumpla:

$$Y > 5.2 \cdot \frac{B_j}{(1 - \eta_A)} \quad (16)$$

donde $\eta_A \approx 0.276$ es un coeficiente experimental. Por tanto, la deflexión del chorro se inicia a una distancia $0.276 \cdot Y$ del fondo.

4.2.2. Condiciones de flujo en el cuenco en función del calado aguas abajo

Las condiciones del flujo en la solera del cuenco pueden clasificarse en función del calado aguas abajo del punto de impacto del chorro. Cui Guang Tao *et al.* (1986), citados por Castillo (1989), Puertas (1994) y Carrillo (2014), proponen una clasificación basada en tres tipos de condiciones observadas en un modelo bidimensional (Figura 10).

- Tipo I: $Y < Y_2$

El calado de aguas abajo Y es inferior al calado conjugado, por lo que el calado de agua no es suficiente para crear condiciones críticas de resalto ($Y < Y_2$). En esta condición, no se forma un verdadero colchón de agua en el cuenco, sino que existe una zona de flujo en régimen rápido. Aguas abajo del punto de impacto puede generarse un resalto hidráulico libre cuya sección inicial depende de las condiciones a la salida del cuenco. Aguas arriba del impacto se crea un colchón de agua Y_u superior al calado de aguas abajo, el cual contribuye a la amortiguación del chorro. Este hecho ya fue deducido por Moore (1943) mediante la aplicación de la ecuación de conservación de la cantidad de movimiento.

- Tipo II: $Y > Y_2$

Cuando el calado de aguas abajo Y es superior al calado conjugado correspondiente a un resalto hidráulico, se forma en toda la extensión un resalto sumergido que alcanza el punto de impacto, de modo que, tanto aguas arriba como aguas abajo del punto de caída se forma un colchón efectivo. Para que se forme este tipo de flujo se debe cumplir $Y_{co}/B_j < 20$, donde y_{co} es el calado en el cuenco en la zona de impacto y B_j es el espesor del chorro a la entrada al cuenco (Aki, 1969, citado por Cui Guang Tao *et al.*, 1986 y Carrillo, 2014).

- Tipo III: $y_{do}/B_j > 20$

Bajo esta condición, la inclinación de la superficie libre aguas arriba y aguas abajo del punto de impacto disminuye rápidamente, y la diferencia entre Y_{co} e Y tiende a cero.

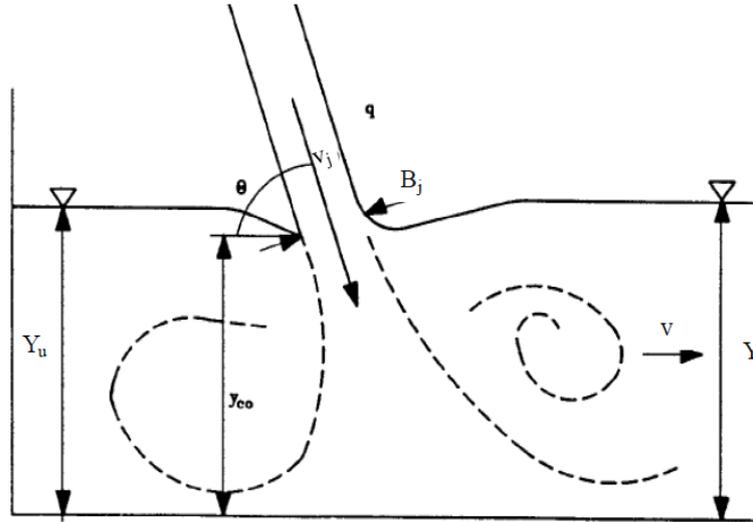


Figura 10. Condiciones de flujo en el cuenco de disipación en función del calado de aguas abajo (Carrillo, 2014, adaptada de Cui Guang Tao et al., 1986).

En obras reales, en las cuales exista o no una solera, suele garantizar siempre las condiciones de flujo II o III arriba indicadas, para que el colchón de agua eficaz ayude a amortiguar la energía cinética del chorro.

Cui Guang Tao *et al.* (1986) proponen un método aplicable al caso de flujos del tipo II y III, para calcular el calado del colchón aguas arriba en función del calado de aguas abajo. Para ello, se aplica el teorema de la cantidad de movimiento entre dos secciones situadas aguas arriba y abajo del mismo y se suma un término correspondiente a la pérdida de energía producida por la entrada del chorro en el cuenco.

$$\rho \cdot q \cdot v_0 \cdot \cos \theta_0 + \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot g \cdot Y_u^2 = \rho \cdot q \cdot v + \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot g \cdot Y^2 + \beta_0 \cdot \rho \cdot q \cdot v_0 \cdot \cos \theta_0 \quad (17)$$

Despejando la relación entre calados, y considerando $\beta = 1 - \beta_0$, se obtiene:

$$\frac{Y_u}{Y} = \sqrt{1 - 2 \cdot F \cdot \left[\left(\frac{v_0}{v} \right) \cdot \beta \cdot \cos \theta_0 - 1 \right]} \quad (18)$$

donde $F = v^2/g \cdot y$ es el cuadrado del número de Froude en la sección de aguas abajo del punto de impacto, β_0 es un coeficiente al que se le puede atribuir el sentido físico de tener en cuenta las pérdidas de carga que se producen dentro del volumen de control, el coeficiente β se encuentra entre 0.5 y 0.7 para un flujo bidimensional, pudiendo considerarse un valor medio de 0.6. Castillo y Carrillo (2011) consideran que $\beta \approx 0.55$ para el caso tridimensional.

Según Puertas (1994), Cui Guang Tao *et al.* (1986) trabajan con grandes colchones de agua (32.5, 43.5 y 54.9 m para alturas de caída entre 187 y 165.1 m en prototipo). El ajuste propuesto por los autores parece ofrecer distribuciones de presiones muy elevadas y longitudes de disipación demasiado altas, no llegando a la atenuación total ni siquiera con el mayor colchón de agua. Puesto que no se indican las dimensiones reales del

modelo reducido, no se puede saber el posible efecto de escala de la tensión superficial en la mayoración de las presiones, aunque cabe pensar en chorros muy compactos.

4.2.3. Presiones medias en el punto de estancamiento

La incidencia del chorro y su deflexión provocan un incremento en la presión que soporta la solera del cuenco de amortiguación. Esta sobrepresión se debe a la variación en la cantidad de movimiento del chorro, que pasa de un chorro casi ortogonal a la solera, a uno paralelo a la misma. Al tratarse de un fenómeno esencialmente dinámico, la solera estará sometida a una presión variable con el tiempo: que se puede descomponer en una parte de presión media temporal y en una parte de fluctuación respecto de la media. Asimismo, dado que el colchón ejerce una presión constante (hidrostática) sobre la solera, se puede distinguir entre presión media y presión dinámica media, esta última obtenida al restar la componente hidrostática a la presión media.

El punto de estancamiento es el punto en que toda la energía cinética se transforma en potencial, obteniendo los mayores valores de la presión (punto de velocidad nula).

Según Bollaert (2002), los valores máximos y mínimos de la presión no se miden simultáneamente, sino que corresponden a los valores extremos de mediciones suficientemente largas. La presión definida de este modo constituye un límite físico superior de las condiciones dinámicas existentes, por lo que el método de presiones extremas a menudo resulta en un diseño conservador.

Armengou (1991) propone que la presión máxima se puede obtener mediante la siguiente expresión la presión en el punto de estancamiento:

$$\Delta p_{m\acute{a}x} = C \cdot \rho \frac{V_j^2 B_j}{2 Y} = \frac{C \cdot q \cdot \gamma \cdot H^2}{Y \sqrt{2 \cdot g \cdot H^3}} \quad (19)$$

Para obtener la presión en las zonas alejadas al punto de estancamiento, Cola (1965) propone la siguiente fórmula general:

$$\Delta p(x) = \Delta p_{m\acute{a}x} \cdot e^{-K \frac{|x|^2}{Y}} \quad (20)$$

donde ρ y γ son la densidad y el peso específico del agua, V_j y B_j la velocidad y el ancho del chorro incidente, e Y el colchón en el cuenco de disipación. C y K son parámetros para ajustar la ecuación a los métodos propuestos por los diversos autores. Castillo (2002) resume y homogeneiza las distintas formulaciones en la Tabla 3.

Autor	C	K	Características del ensayo	Tipo de ensayo	Observaciones
Cola (1966)	7.18	40.51	$B_j = 12-24$ mm $Y = 0.165-0.835$ m $V_j = 1.3-4.8$ m/s	Agua Chorro sumergido (sin aireación)	

				Bidimensional Simétrico	
Aki (1969)	5.06	12.56			
Hartung y Häusler (1973)	5	19.60	Teórico Longitud de desintegración del chorro = $5 B_j$	Agua Colchón ilimitado	Si se considera chorro turbulento rugoso, se obtiene $C = 3.56$; $K = 9.92$ (Ervine y Falvey, 1987)
Bealtos (1976)	8	42.01	$B_j = 0.224$ cm $Y/B_j = 45.5-68.2$	Aire Bidimensional Distintos ángulos	Comprueba el ajuste de la expresión teórica de Schauer y Eustis (1963)
Cui Guang Tao <i>et al.</i> (1985)	5.2-6.35	12.56	Modelo sin escala conocida En prototipo: $Q = 80$ m ³ /s $H = 165-187$ m $Y = 32.5-54.9$ m $V_0 = 1.3-4.8$ m/s	Agua Bidimensional no simétrico Modelo reducido de presa bóveda	Se desconocen los posibles efectos de escala
Armengou (1991)	3.19	25.00	$Q < 50$ l/s $H = 1.8-5.5$ m $Y < 1.2$ m $V_j = 6-10.4$ m/s $*H/L_b = 0.4-2.73$	Agua Bidimensional No simétrico Chorro aireado	Primeros valores obtenidos en la puesta a punto de una instalación experimental
Puertas (1994)	3.88	2	$Q < 86$ l/s $H = 1.85-5.45$ m $Y = 0.08-0.80$ m $V_j = 6-10.4$ m/s $*H/L_b = 0.4-2.73$	Agua Bidimensional No simétrico Chorro aireado	Válida para $Y \geq 0.368 \cdot q^{0.50} \cdot H^{0.25}$ (colchón efectivo) En otro caso, el exponente de la ecuación (20) es $m = 0.5$
Ervine <i>et al.</i> (1997)	38.4(1- $C_i)(D/Y)$	25 para $Y/D < 4$ 30 para $Y/D > 4$	$Q < 63$ l/s $H = 0.51-2.63$ m $Y = 0.10-0.50$ m $V_j = 4-25$ m/s $**H/L_b < 0.5$	Agua Chorro circular Chorro aireado	En el diámetro D se considera el término de expansión lateral debida a la turbulencia

* H_b = longitud de rotura del chorro para chorro rectangular (Horeni, 1956): $H_b \approx 6q^{0.32}$.

**Chorro circular (Ervine *et al.*, 1997): $H_b/D \cdot F_0^2 = 1.05/C^{0.82}$.

Tabla 3. Coeficientes C y K de la formulación general de presiones dinámicas medias (Castillo, 2002).

Conforme a Castillo (2002) y a Carrillo (2014), dichas expresiones permiten calcular los valores de la presión en distintos puntos de la solera del cuenco de amortiguación. Entre los resultados obtenidos por los diferentes autores existe una gran divergencia, lo que está relacionado con la diferente naturaleza de los ensayos realizados.

Como afirma Carrillo (2014), las presiones dinámicas pueden generarse por el impacto directo del núcleo del chorro en condiciones de calados pequeños en el cuenco de disipación, o por impactos de flujos turbulentos con relaciones entre el calado del cuenco y el espesor del chorro (y/B_j) mayores a 4-6 según la teoría de chorros bidimensionales recogida en la Tabla 2. Los patrones de presiones de estos dos tipos de impactos son diferentes.

El impacto del núcleo genera un valor constante y elevado de la presión media con bajas fluctuaciones, mientras que el impacto del chorro desarrollado puede describirse como un conjunto de remolinos de diferentes tamaños que se encuentran recirculando en el cuenco. Estos remolinos producen grandes regiones fluctuantes con valores bajos de presión media.

De este modo, según Castillo (2007), los chorros rectangulares no desarrollados ($H < L_b$) que poseen colchones poco profundos, muestran registros de presiones con patrones constantes de picos de presiones similares por encima y por debajo de la media, que disminuyen a medida que aumenta el colchón. En el caso de chorros rectangulares desarrollados ($H > L_b$) se registran presiones más fluctuantes, aumentando el fenómeno con la altura de caída y con el colchón de agua.

Diversos autores han obtenido expresiones para el cálculo del coeficiente de presión dinámica media C_p en la línea central del chorro, a partir del estudio de la difusión de chorros bidimensionales.

Ervine *et al.* (1997) consideran que el coeficiente de presión dinámica media para relaciones $H/L_b < 0.5$ puede obtenerse como:

- Para $Y/D_j < 4-5$:

$$C_p = 0.86 \quad (21)$$

- Para $Y/D_j > 4-5$:

$$C_p = 38.4 \cdot (1 - C_i) \cdot \left(\frac{D_j}{Y}\right)^2 \quad (22)$$

donde C_i es la concentración de aire del chorro en la entrada al colchón, obtenida como:

$$C_i = \frac{\beta_i}{1 + \beta_i} \quad (23)$$

siendo β_i la relación entre aire y agua de un chorro compacto entrando en el colchón de agua (Ervine, 1976). Cuando $\beta_i \approx 0.99$, $C_i \rightarrow 0.50$. La relación β_i se obtiene como:

$$\beta_i = \frac{Q_a}{Q_w} = K_1 \cdot \left[1 - \frac{U_m}{U_j}\right] \cdot \sqrt{\frac{L}{D_j}} \quad (24)$$

donde Q_a es el caudal de aire entrante, Q_w el caudal de agua, U_m la velocidad mínima requerida para que se produzca la entrada de aire por impacto de un chorro (≈ 1 m/s), L la distancia de caída del chorro y un coeficiente K_1 que varía entre 0.2 para chorros circulares de turbulencia baja y 0.4 para chorros de elevada turbulencia.

Castillo (2006) propone diferentes curvas para obtener C_p en función de los valores Y/B_j y H/L_b . Para colchones no efectivos (zona de establecimiento del flujo, $Y \leq 4B_j$), considera la siguiente expresión:

$$C_p = 0.36 \cdot \left(\frac{H}{L_b}\right)^{-1.04} \quad (25)$$

Esta expresión tiene un límite máximo, $C_p = 0.78$ cuando $H/L_b \leq 0.5$.

Para colchones efectivos ($Y > 4B_j$), con $H/L_b > 0.5$, Castillo (2006) aplica la siguiente expresión:

$$C_p = \frac{H_m - Y}{\frac{V_j^2}{2 \cdot g}} = a \cdot e^{-b \cdot \left(\frac{Y}{B_j}\right)} \quad (26)$$

donde H_m es la presión media registrada en el punto de estancamiento, Y el calado en el cuenco de amortiguación, V_j y B_j la velocidad y el espesor del chorro en la sección previa al impacto con el colchón, y los parámetros a y b se obtienen de las leyes exponenciales de la Tabla 4.

H/L_b	a	b	$C_p (Y/B_j \leq 4)$
< 0.5	0.98	0.070	0.78
0.5–0.6	0.92	0.079	0.69
0.6–0.8	0.65	0.067	0.50
1.0–1.3	0.65	0.174	0.32
1.5–1.9	0.55	0.225	0.22
2.0–2.3	0.50	0.250	0.18
> 2.3	0.50	0.400	0.10

Tabla 4. Parámetros de la ecuación del coeficiente de presión dinámica media en función de la longitud de rotura (Castillo, 2006).

Carrillo (2014) y Castillo *et al.* (2014) proponen nuevas fórmulas obtenidas a partir de las formulaciones de Castillo citadas anteriormente.

Para el caso de colchón no efectivo ($Y \leq 5.5B_j$), la desintegración de la parte compacta del chorro rectangular se da para un colchón aproximadamente de 5.5 veces el espesor del chorro incidente. Para esta situación se pueden considerar dos comportamientos bien diferenciados:

Si $H/L_b < 1.00$:

$$C_p = 1 - 0.00014 \cdot e^{5.755 \cdot \left(\frac{H}{L_b}\right)} \quad (27)$$

Si $H/L_b \geq 1.00$:

$$C_p = 14.643 \cdot e^{-3.244 \cdot \left(\frac{H}{L_b}\right)} \quad (28)$$

Para el caso de colchón efectivo ($Y > 5.5B_j$) C_p es función de las relaciones Y/B_j y H/L_b .

$$C_p = \frac{H_m - Y}{\frac{V_j^2}{2 \cdot g}} = a \cdot e^{-b \cdot \left(\frac{Y}{B_j}\right)} \quad (29)$$

Los parámetros a y b de las leyes exponenciales en este caso se obtienen de la Tabla 5.

H/L_b	a	b
≤ 0.85	2.50	0.20

0.90-1.00	1.70	0.18
1.00-1.10	1.35	0.18
1.10-1.20	1.05	0.18
1.20-1.30	0.88	0.18
1.30-1.40	0.39	0.15
1.40-1.60	0.24	0.14
≥ 1.60	0.14	0.12

Tabla 5. Parámetros del coeficiente de presión dinámica media cuando $Y > 5.5B_j$ (Castillo et al., 2015).

En la Figura 11 se observa que los chorros rectangulares pierden más energía en el aire que los circulares puesto que el mayor coeficiente de presión dinámica media obtenido ($C_p = 0.78$) es inferior al valor correspondiente al caso de chorros circulares ($C_p = 0.86$).

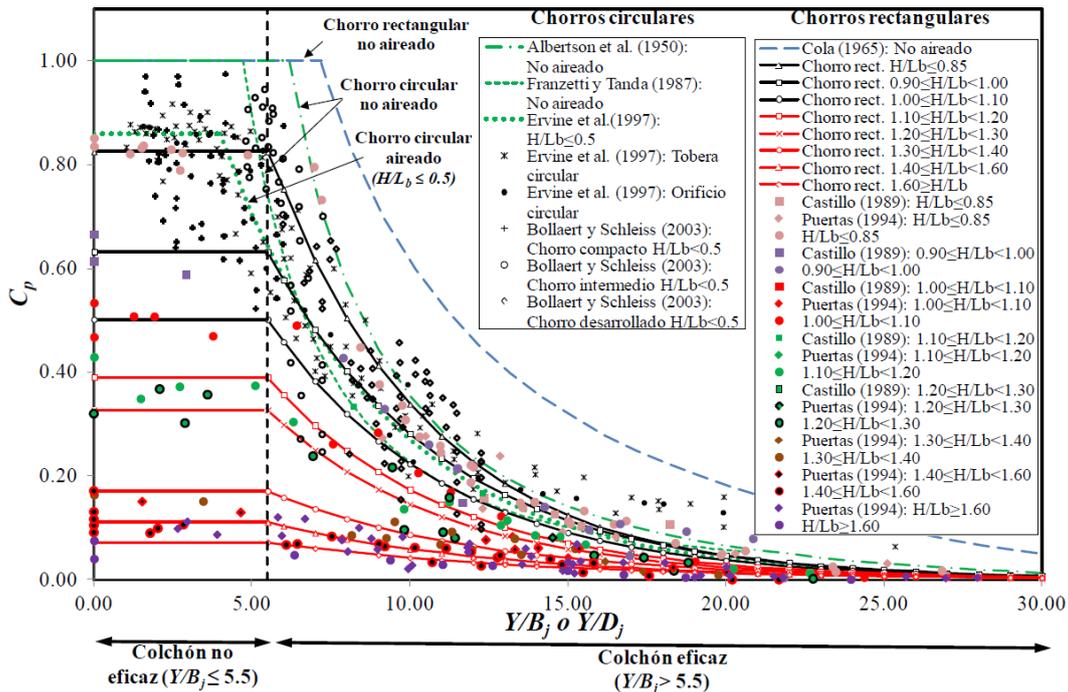


Figura 11. Coeficientes de presión dinámica media para diferentes formas de chorros y entradas de aire (Carrillo, 2014).

Además, la desintegración del núcleo del chorro se produce a una profundidad aproximada de 5.5 veces la anchura del chorro incidente, generándose a partir de ese punto una reducción considerable de la presión por efecto de la difusión en el cuenco, que es más elevada en el caso de chorros circulares.

Se debe tener en cuenta que los valores del coeficiente de presión dinámica media que se obtienen en laboratorio están del lado de la seguridad, debido a la dificultad de reproducir la aireación natural de los chorros de vertido libre en una instalación de laboratorio (las presiones son mayores que las que se obtendrían en medidas de prototipo).

4.2.4. Fluctuación de las presiones en el punto de estancamiento

El carácter aleatorio de las presiones da lugar a una distribución en el dominio del tiempo a partir de la que pueden establecer los valores característicos: media, máximo, mínimo, etc. Como norma general, la varianza es mayor cuando no existe un colchón de agua, mientras que a partir de un cierto espesor el efecto dinámico es despreciable.

Lencastre (1961), citado por Puertas (1994), distingue entre la microescala de turbulencia, que genera vórtices de pequeño tamaño que disipan una gran cantidad de energía, y la macroescala de turbulencia, en la que se engloban los vórtices de gran tamaño. Los pequeños vórtices tendrán frecuencias altas, mientras que los vórtices de mayor tamaño estarán asociados a bajas frecuencias. La zona intermedia es donde se disipa la mayor energía. El rango de mayores energías está asociado a las frecuencias entre 1 y 4 Hz. En este sentido, Castillo (1989) obtuvo que los vórtices de gran tamaño (del orden de las dimensiones del colchón) son los que controlan el movimiento general del agua.

Armengou (1991) obtuvo:

$$H'_m = 0.74 \cdot H_m \quad (30)$$

donde H'_m y H_m son la raíz cuadrática media de la presión y la presión media registrada en el punto de estancamiento.

Como afirma Carrillo (2014), en la literatura no se produce una clara distinción entre aireación y atomización del chorro, mezclándose ambos conceptos. Castillo (2007) considera cuatro tipos de registros de presiones en función de que el chorro aireado haya alcanzado la atomización, y de su longitud de desarrollo en función del calado en el cuenco de disipación (Figura 12).

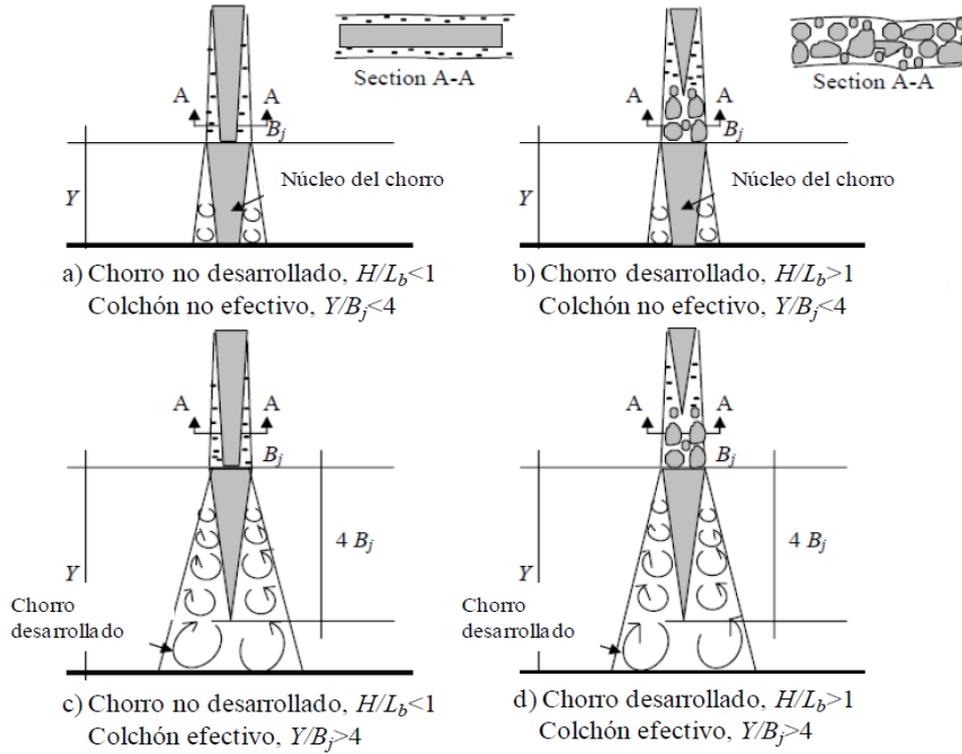


Figura 12. Esquema de los cuatro diferentes tipos de chorros (Castillo, 2007).

En la Figura 13 se muestra los resultados de presión dinámica fluctuante C_p' obtenidos por diversos autores, la cual se estima como la relación entre la raíz cuadrática media de la presión en el punto de estancamiento (H_m') y la energía cinética del chorro incidente $\left(\frac{V_j^2}{2 \cdot g}\right)$. La raíz cuadrática media se ve influenciada por tres efectos: la intensidad turbulenta inicial del chorro (T_u), el grado de longitud de rotura del chorro y los efectos de la aireación.

Se puede observar en la Figura 13 que se requiere un calado mínimo para desarrollar la energía contenida en los remolinos, de modo que los efectos de difusión lleguen a ser predominantes al incrementarse el calado, salvo para los datos obtenidos en chorros circulares por Xu Duo-Ming (1983), ya que poseen una gran oblicuidad (entre 40 y 50° con la horizontal). Posteriormente se produce un descenso casi lineal de la turbulencia.

Bollaert (2002) realiza mediciones con velocidades superiores a 20 m/s. Considera que el valor de la raíz cuadrática media puede considerarse independiente de la velocidad. Además, supone que los resultados están exentos de efectos de escala, representando resultados de prototipos. De este modo, obtiene un polinomio de tercer grado para calcular el coeficiente de presión dinámica fluctuante de chorros circulares:

$$C_p' = 0.0022 \left(\frac{Y}{D_j}\right)^3 - 0.0079 \left(\frac{Y}{D_j}\right)^2 + 0.0716 \left(\frac{Y}{D_j}\right) + 0.0583 \quad (31)$$

Los coeficientes de la ecuación (31) se modifican en función de la turbulencia inicial según la siguiente tabla.

T_u (%)	a_1	a_2	a_3	a_4	Tipo de chorro
<1	0.00220	-0.0079	0.0716	0.00	Compacto
1-3	0.00215	-0.0079	0.0716	0.05	Intermedio
3-5	0.00215	-0.0079	0.0716	0.10	Ondulante
>5	0.00215	-0.0079	0.0716	0.15	Muy ondulante

Tabla 6. Coeficientes del polinomio de regresión para diferentes intensidades turbulentas (Bollaert, 2002).

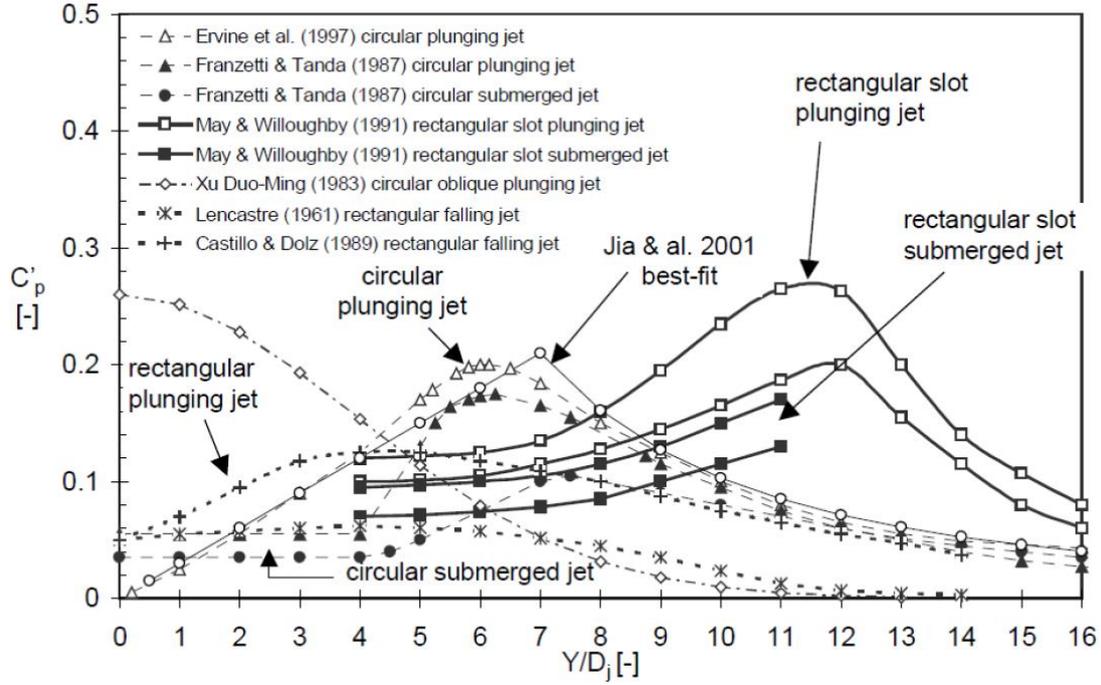


Figura 13. Presión dinámica fluctuante en función de y/D_j (Bollaert y Schleiss, 2001).

Castillo (2006) propone para calcular la presión dinámica fluctuante en chorros rectangulares dos expresiones, en función de las relaciones H/L_b e Y/B_j .

- Si $Y/B_j < 14$, considera un ajuste polinómico:

$$C'_p = a \cdot \left(\frac{Y}{B_j}\right)^3 - b \cdot \left(\frac{Y}{B_j}\right)^2 + c \cdot \left(\frac{Y}{B_j}\right) + d \quad (32)$$

- Si $Y/B_j \geq 14$, aplica un ajuste potencial:

$$C'_p = a \cdot \left(\frac{Y}{B_j}\right)^b \quad (33)$$

donde los distintos coeficientes se recogen en la Tabla 7.

Ajuste polinómico. Válido si $Y/B_j < 14$					
H/L_b	a	b	c	d	Tipo de chorro
≤ 1.4	0.0003	-0.0104	0.0900	0.083	Compacto-Desarrollado-Desintegrado
1.5-2	0.0003	-0.0094	0.0745	0.050	Desarrollado-Desintegrado
> 2	0.0002	-0.0061	0.0475	0.010	Desarrollado-Desintegrado
Ajuste potencial. Válido si $Y/B_j \geq 14$					
H/L_b	a	b	Tipo de chorro		
≤ 1.4	5.30	-1.405	Compacto-Desarrollado-Desintegrado		
1.5-2	3.14	-1.422	Desarrollado-Desintegrado		
> 2	1.50	-1.500	Desarrollado-Desintegrado		

Tabla 7. Coeficientes para el cálculo de la presión dinámica fluctuante (Castillo, 2006).

Carrillo (2014) realiza un nuevo ajuste para cuantificar los coeficientes de presión dinámica fluctuante, obteniéndose los siguientes dos tipos de ajustes en función de las relaciones Y/B_j y H/L_b :

- Para $Y/B_j \leq 14$, ajuste polinómico:

$$C'_p = a \cdot \left(\frac{Y}{B_j}\right)^3 - b \cdot \left(\frac{Y}{B_j}\right)^2 + c \cdot \left(\frac{Y}{B_j}\right) + d \quad (34)$$

- Para $Y/B_j > 14$, ajuste potencial:

$$C'_p = a \cdot e^{-b \cdot \left(\frac{Y}{B_j}\right)} \quad (35)$$

Los parámetros de las ecuaciones anteriores se recogen en la Tabla 8 para los diferentes valores de H/L_b .

H/L_b	$0 \leq Y/B_j \leq 14$				$Y/B_j > 14$	
	a	b	c	d	a	b
≤ 0.80	0.000300	-0.01000	0.0815	0.08	1.50	0.21
0.80-1.00	0.000300	-0.01000	0.0790	0.13	1.80	0.21
1.00-1.30	-0.000005	-0.00220	0.0160	0.35	1.00	0.15
1.30-1.60	0.000030	-0.00180	0.0100	0.21	0.40	0.12
1.60-1.80	0.000050	-0.00195	0.0098	0.16	1.33	0.23
≥ 1.80	0.000050	-0.00190	0.0100	0.11	2.50	0.35

Tabla 8. Parámetros para el cálculo del coeficiente de presión dinámica fluctuante (Castillo et al., 2015).

En la Figura 14 se muestra los resultados obtenidos por Bollaert (2002) para chorros circulares y diferentes intensidades turbulentas, junto a los resultados experimentales en chorros rectangulares de Castillo (1989), Puertas (1994) y Carrillo (2014). Las curvas de ajuste de Bollaert muestran un valor máximo cuando $Y/D_j \approx 6$, incrementándose conforme la intensidad turbulenta aumenta. El valor promedio propuesto por Ervine et al. (1997) obtiene igualmente el máximo cuando $Y/D_j \approx 6$, con un valor pico similar a los resultados de Bollaert con la menor turbulencia inicial. En el caso de chorros rectangulares, los valores máximos se obtienen para $Y/B_j \approx 5$ cuando $H/L_b < 1.00$

(chorros no desarrollados) y para $Y/B_j \approx 3$ cuando $H/L_b > 1.30$ (chorros completamente desarrollados).

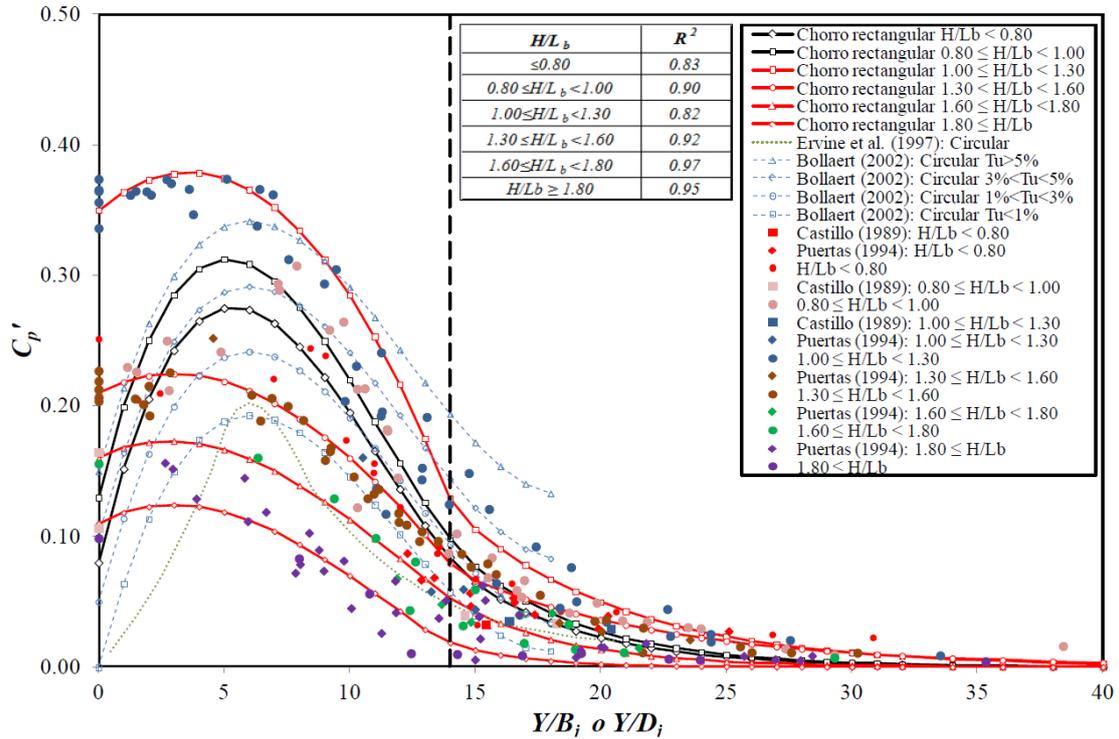


Figura 14. Variación del coeficiente de presión dinámica fluctuante con la relación colchón de agua/espesor del chorro (Carrillo, 2014).

4.2.5. Presiones extremas instantáneas en el punto de estancamiento

Para el cálculo de las presiones extremas instantáneas en el punto de estancamiento y la amplitud máxima de las fluctuaciones, Cui Guang Tao *et al.* (1985), citado por Castillo (1989), deducen la siguiente expresión:

$$\frac{P_{m\acute{a}x}}{H} = 0.68 \left(\frac{Y}{y_c} - 1.5\right); \quad \frac{2 \cdot A_m}{H} = 0.73 \left(\frac{Y}{y_c}\right) \quad (36)$$

siendo $2A_m$ la amplitud máxima de la presión ($2A_m = P_{m\acute{a}x} - P_{m\acute{i}n}$), $P_{m\acute{a}x}$ y $P_{m\acute{i}n}$ son la presión instantánea máxima y mínima del registro, Y es el calado en el cuenco de disipación e y_c es el calado crítico.

Castillo (1989) obtuvo que la expresión que relaciona $P_{m\acute{a}x}$ con H , ecuación (36), es válida para los valores $Y/y_c \geq 1.5$ medidos en su Tesis, mientras que para el intervalo $0 \leq Y/y_c \leq 1.5$ se ajustaría mejor una parábola, aunque se requerirían más ensayos (Figura 15). Para la relación $2A_m/H$ obtuvo un adecuado ajuste de sus datos en el intervalo $Y/y_c \geq 2.0$, mientras que se requeriría otro tipo de ajuste en el intervalo $0 \leq Y/y_c \leq 2.0$ (Figura 16).

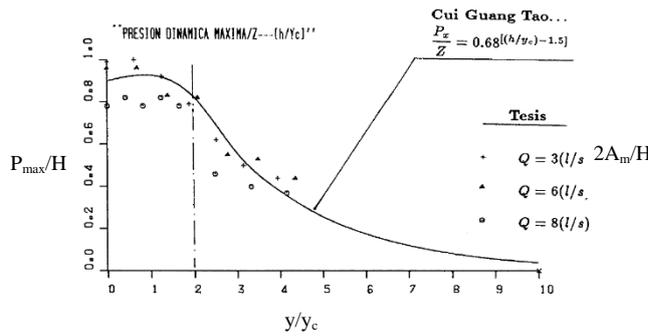


Figura 15. Presiones dinámicas máximas en el punto de estancamiento en función de la altura del cochón de agua (Castillo, 1989).

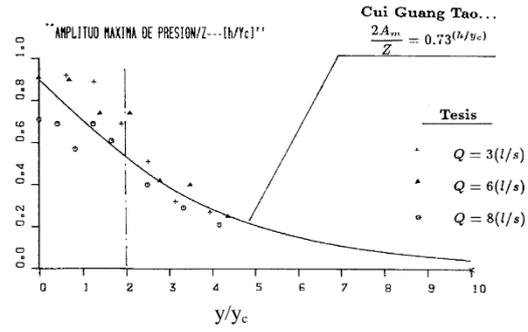


Figura 16. Amplitudes máximas de presión en el punto de estancamiento en función de la altura del cochón de agua (Castillo, 1989).

A partir de los valores de presiones extremas instantáneas de los registros, $P_{máx}$ y $P_{mín}$, Castillo (2007) obtuvo los coeficientes de presión dinámica extrema máxima y mínima C_p^+ (Figura 17) y C_p^- (Figura 18).

$$C_p^+ = \frac{P_{max} - H_m}{\frac{v^2}{2 \cdot g}} \quad (37)$$

$$C_p^- = \frac{H_m - P_{max}}{\frac{v^2}{2 \cdot g}} \quad (38)$$

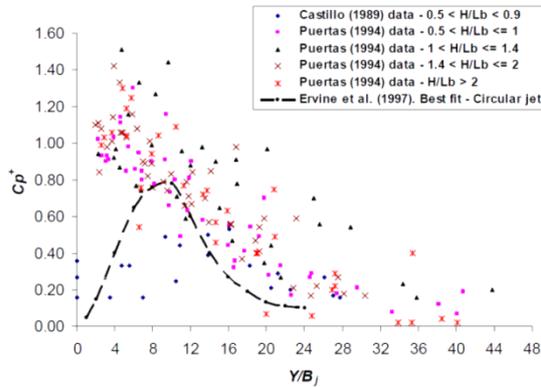


Figura 17. Coeficiente de presión dinámica extrema máxima, C_p^+ (Castillo, 2007).

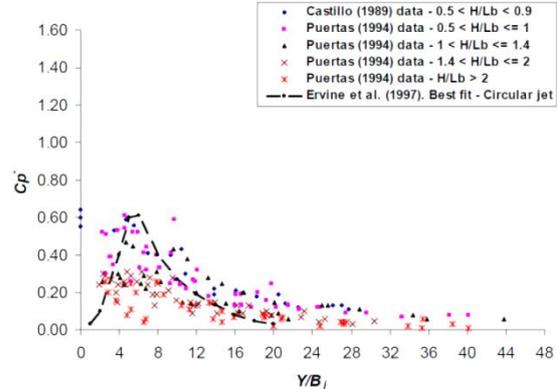


Figura 18. Coeficiente de presión dinámica extrema mínima, C_p^- (Castillo, 2007).

Los valores obtenidos no permitieron realizar ningún tipo de agrupamiento.

Carrillo (2014) obtuvo los coeficientes de presión dinámica extrema máxima C_p^+ y mínima C_p^- que se muestran a continuación.

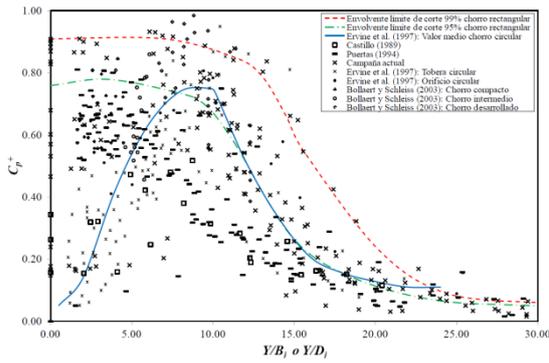


Figura 19. Variación del coeficiente de presión dinámica fluctuante máximo con el colchón de agua (Carrillo, 2014).

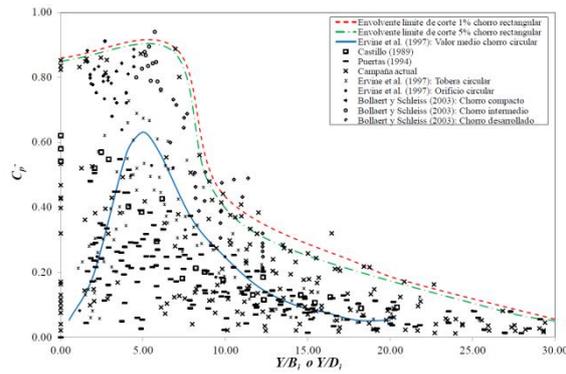


Figura 20. Variación del coeficiente de presión dinámica fluctuante mínimo con el colchón de agua (Carrillo, 2014).

Los valores obtenidos tampoco han permitido realizar un estudio en función de agrupamientos.

Se observa tanto en estas figuras como en las anteriores que los valores de C_p^+ son en general superiores a los comentados en la bibliografía existente de chorros circulares (Ervin *et al.*, 1997, Bollaert y Schleiss, 2001). Sin embargo, los valores extremos negativos C_p^- concuerdan con la bibliografía.

4.2.6. Distribución de presiones medias en el entorno del punto de estancamiento

En sobrevertidos de presas la distribución de las presiones medias en la solera no es simétrica, ya que el eje del chorro incide con una cierta inclinación. Por tanto, aguas arriba del punto de estancamiento existe una zona de presión menor que aguas abajo.

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 puede ser una buena aproximación, ya que el ángulo del chorro a la entrada del cuenco está próximo a 90° (Figura 21).

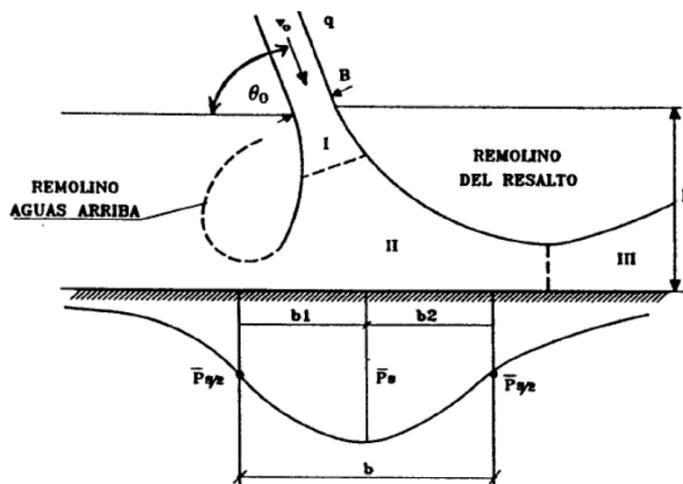


Figura 21. Zonas del flujo del chorro dentro del colchón de agua (Xu Duo-Ming, 1983, citado por Castillo, 1989).

Se define el valor b como un factor de escala que cuantifica el ancho hasta el cual existe influencia del chorro, medido a partir del punto de estancamiento, es decir, distancia entre el punto de impacto y los puntos en los que la presión media es la mitad a la inicial ($p = H_m/2$).

Castillo (1989) recopila los resultados obtenidos por diversos autores para el cálculo de la distribución de presiones en la solera del cuenco. Considera que las diferencias observadas entre las distintas publicaciones pueden deberse al empleo de diferentes metodologías de trabajo y condiciones de ensayo, algunos de los cuales no están bien documentados. Para comparar las distintas metodologías, aplica dos expresiones en función de la distancia de influencia, b , o de la altura del colchón, Y :

$$\frac{p}{H_m} = e^{-\Phi\left(\frac{x}{b}\right)} \quad (39)$$

$$\frac{p}{H_m} = e^{-\Phi'\left(\frac{x}{b}\right)} \quad (40)$$

siendo p la presión dinámica media en la solera, H_m la presión dinámica media en el punto de impacto, b el ancho del punto de influencia, x la abscisa media a partir del punto de estancamiento, e Y la altura del colchón de agua. Los parámetros Φ y Φ' se obtienen de la Tabla 9.

Autor	Φ	Φ'	b	y_k
Cola (1966)	0.685	40.51	0.13Y (Beltaos)	
Aki (1969)	0.212	12.56	0.13Y (Beltaos)	
	0.664	12.56	0.23Y (Xu Duo-Ming)	
Hartung y Häusler (1973)	0.331	19.60	0.13Y (Beltaos)	5B _j (Hartung y Häusler)
	0.688	40.71	0.13Y (Beltaos)	7.2B _j (Castillo)
Beltaos (1976)	0.693	42.01	0.13Y	

Tabla 9. Parámetros de las ecuaciones para el cálculo de las presiones dinámicas medias (Castillo, 1989).

La Figura 22 muestra el adecuado ajuste obtenido con los datos experimentales al considerar las expresiones de Bealtos, Cola, Hartung y Häusler con $y_k = 7.20B_j$, y Aki con $b=0.23Y$.

Las ecuaciones de Aki con $b=0.13Y$ y de Hartung y Häusler con $y_k=5B_j$ obtienen valores de envolventes superiores a las presiones dinámicas medias, sobreestimando los valores tanto en magnitud como en zona de influencia.

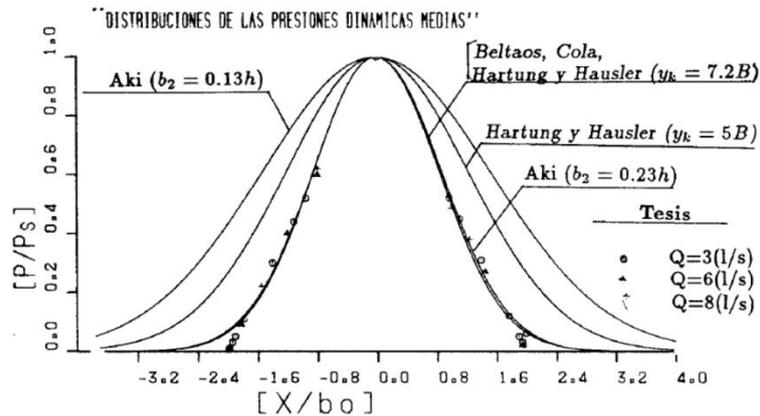


Figura 22. Distribución de presiones dinámicas medias propuestas por diferentes autores (Castillo, 1989).

Posteriormente, Carrillo (2014) en su estudio obtuvo los siguientes valores:

Autor	Φ	b	y_k	H/L_b
Cola (1966)	0.685	0.13Y	-	-
Aki (1969)	0.212	0.13Y	-	-
	0.664	0.23Y	-	-
Hartung y Häusler (1973)	0.331	0.13Y	5.0B _j	-
	0.688	0.13Y	7.2B _j	-
Beltaos (1976)	0.693	0.13Y	-	-
Carrillo (2014)	10.00	0.13Y	5.5B _j	≤ 1 (aguas abajo del punto de estancamiento)
	7.00	0.13Y	5.5B _j	> 1 (aguas abajo del punto de estancamiento)
	4.00	0.13Y	5.5B _j	≤ 1 (aguas arriba del punto de estancamiento)
	3.00	0.13Y	5.5B _j	> 1 (aguas arriba del punto de estancamiento)

Tabla 10. Parámetros de la distribución de la presión dinámica media alrededor del punto de estancamiento (Carrillo, 2014).

Los chorros desarrollados ($H/L_b > 1$) obtienen una región de distribución mayor que los chorros no desarrollados ($H/L_b \leq 1$). El comportamiento del flujo es no simétrico debido a que el ángulo de incidencia del chorro es diferente de 90° y a la presencia de un contorno sólido aguas arriba del punto de incidencia (el cuenco de disipación vierte el agua por el extremo de aguas abajo).

De acuerdo a los resultados (Figura 23), la fórmula de Aki con $b = 0.13Y$ obtiene unos valores superiores a los valores propuestos por los otros autores. Puesto que sus estudios se realizaron con chorros aireados, la envolvente de Aki está próxima a la envolvente de los datos de Carrillo (2014) para la situación de flujo simétrico. Las expresiones de Cola, Aki (considerando $b = 0.23Y$), Hartung y Häusler (cuando $y_k = 7.2B_j$) y Beltaos están obtenidas con chorros no aireados. Sus resultados concuerdan con la envolvente inferior de dichos datos (correspondiente a los datos con menor aireación). La fórmula de Hartung y Häusler (cuando $y_k = 5B_j$) obtiene resultados intermedios entre las propuestas por los otros autores.

Carrillo (2014) obtuvo diferentes curvas envolventes aguas arriba y aguas abajo del punto de estancamiento (Tabla 10). Cuando $H/L_b \leq 1$, obtuvo un parámetro $\Phi = 10$ aguas abajo del punto de estancamiento, y $\Phi = 4$ aguas arriba. Para $H/L_b > 1$, al estar los

chorros muy aireados y la región de influencia ser mayor, obtuvo $\Phi = 7$ aguas abajo y $\Phi = 3$ aguas arriba.

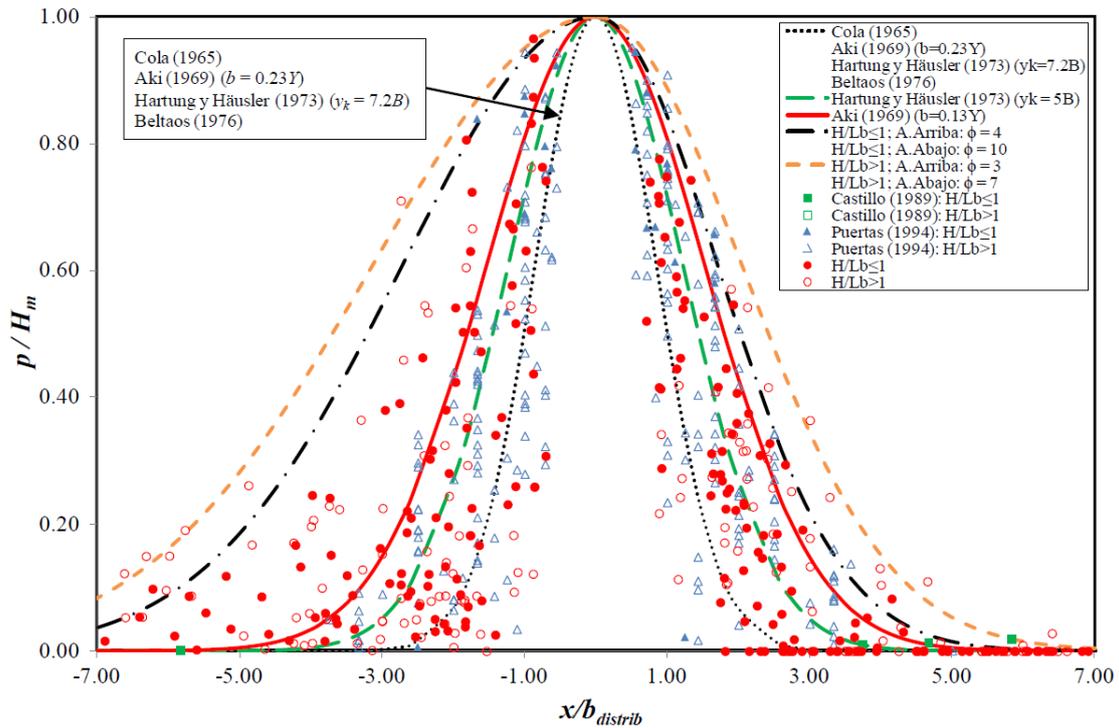


Figura 23. Distribución de presiones dinámicas medias alrededor del punto de estancamiento en función del parámetro b (Carrillo, 2014).

Ervine *et al.* (1997) consideraron que la variación del coeficiente de presión dinámica media en la dirección longitudinal $C_p(x)$ puede ser obtenida con una expresión general de tipo:

$$\frac{C_p(x)}{C_p} = e^{-K_2 \cdot \left(\frac{x}{Y}\right)^2} \tag{41}$$

donde x es la distancia horizontal al punto de estancamiento, Y el colchón de agua en el cuenco y K_2 un parámetro de ajuste que varía entre 30 para calados poco profundos ($Y/D_j \leq 4$) y 50 para grandes colchones (Figura 24).

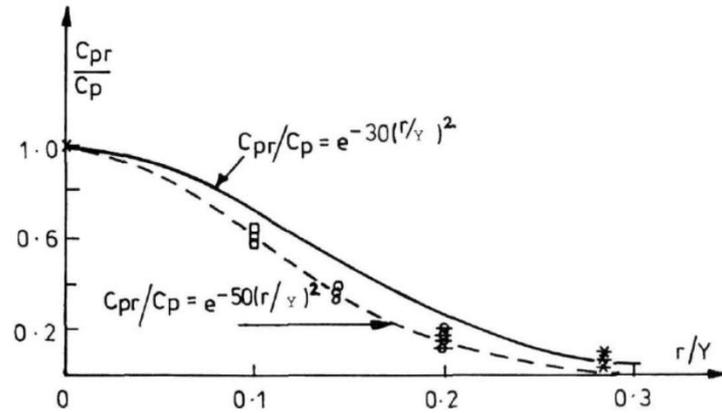


Figura 24. Variación del coeficiente de presión dinámica media con la distancia radial al eje del chorro (Ervin et al., 1997).

Según Carrillo (2014), la distribución de Ervin et al. (válida para $H/Lb \leq 0.5$) concuerda con sus resultados obtenidos en laboratorio con chorros rectangulares poco aireados (Figura 25).

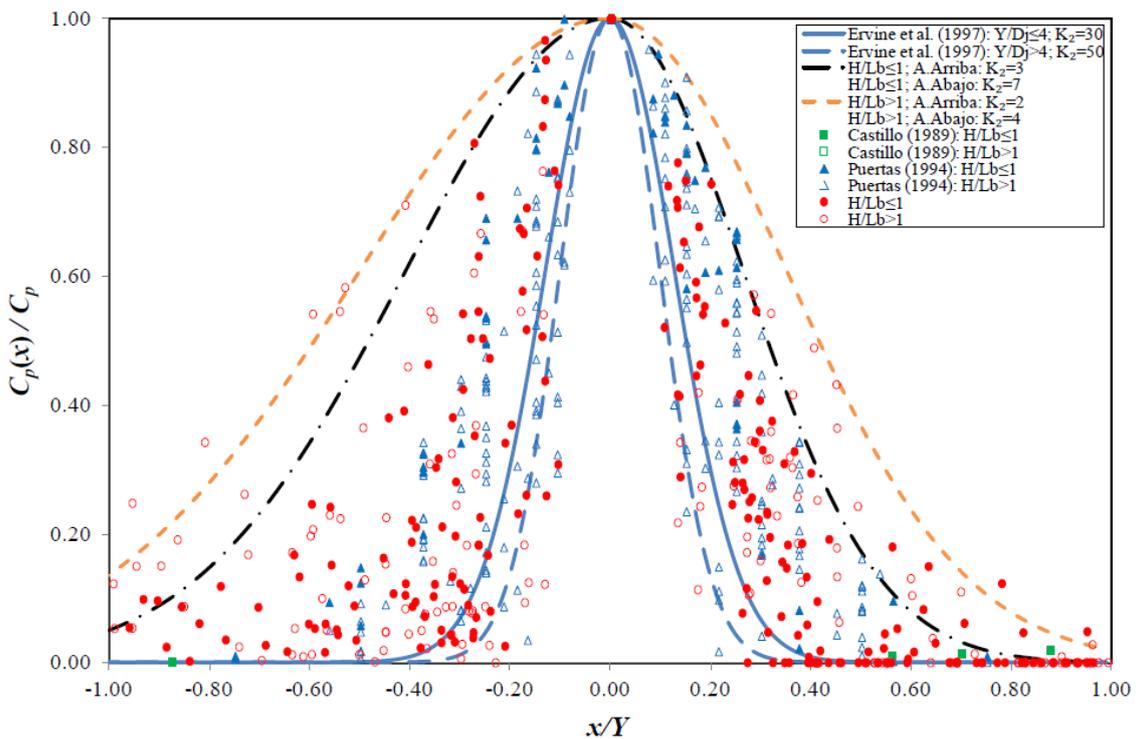


Figura 25. Distribución de presiones dinámicas medias alrededor del punto de estancamiento en función de la relación x/Y (Carrillo, 2014).

Empleando la fórmula general citada anteriormente, ecuación (41), Carrillo (2014) propuso diferentes envolventes superiores. Cuando $H/Lb \leq 1$, obtuvo un parámetro $K_2 = 7$ aguas abajo del punto de estancamiento, y $K_2 = 3$ aguas arriba, mientras que para $H/Lb > 1$, los chorros están muy aireados y la región de influencia es mayor, obteniéndose $K_2 = 4$ aguas abajo y $K_2 = 2$ aguas arriba.

De un modo similar a Ervine *et al.*, Bollaert (2002) consideró que la distribución longitudinal del coeficiente de presión dinámica media $C_p(x)$ puede ser obtenida en función de la relación adimensional x/x_{max} :

$$\frac{C_p(x)}{C_p} = e^{-K_3 \cdot \left(\frac{x}{x_{max}}\right)^2} \quad (42)$$

donde x_{max} es la extensión longitudinal máxima del área influenciada por la capa de corte turbulenta del chorro incidente. Este parámetro se define como $x_{max} = 0.5D_j + 0.25Y$. El valor de $0.25Y$ se obtiene de la expansión del chorro dentro del colchón de agua en el cuenco (según McKeogh y Elsaywy, 1980, la expansión está gobernada por un ángulo exterior de 13-14°).

Para chorros circulares, el parámetro K_3 varía entre 3 para colchones poco profundos y 6 para mayores colchones de agua (Figura 26).

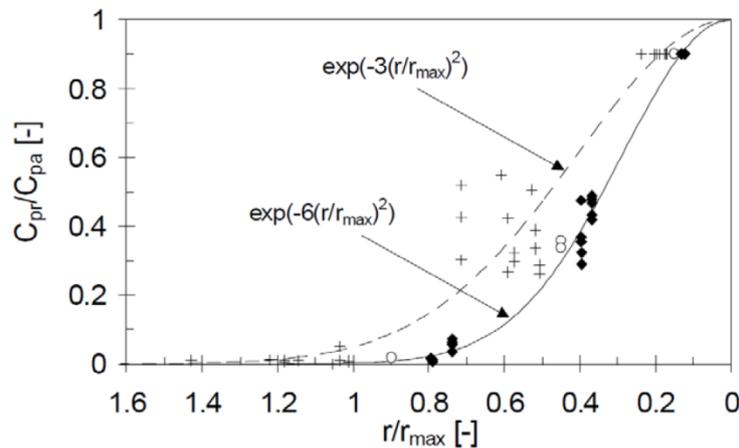


Figura 26. Distribución radial del coeficiente de presión dinámica media (Bollaert, 2002).

Según Carrillo (2014), considerando la expresión propuesta por Bollaert (2002), en la Figura 27 se han obtenido las envolventes correspondientes al caso de chorros rectangulares.

Como en el caso anterior, las distribuciones de Bollaert (válidas para $H/L_b < 0.5$) concuerdan con los resultados de chorros rectangulares poco aireados. Cuando $H/L_b \leq 1$, propuso un parámetro $K_3 = 0.6$ aguas abajo del punto de estancamiento, y $K_3 = 0.2$ aguas arriba, mientras que para $H/L_b > 1$, los chorros están muy aireados y la región de influencia es mayor, obteniéndose $K_3 = 0.4$ aguas abajo y $K_3 = 0.1$ aguas arriba.

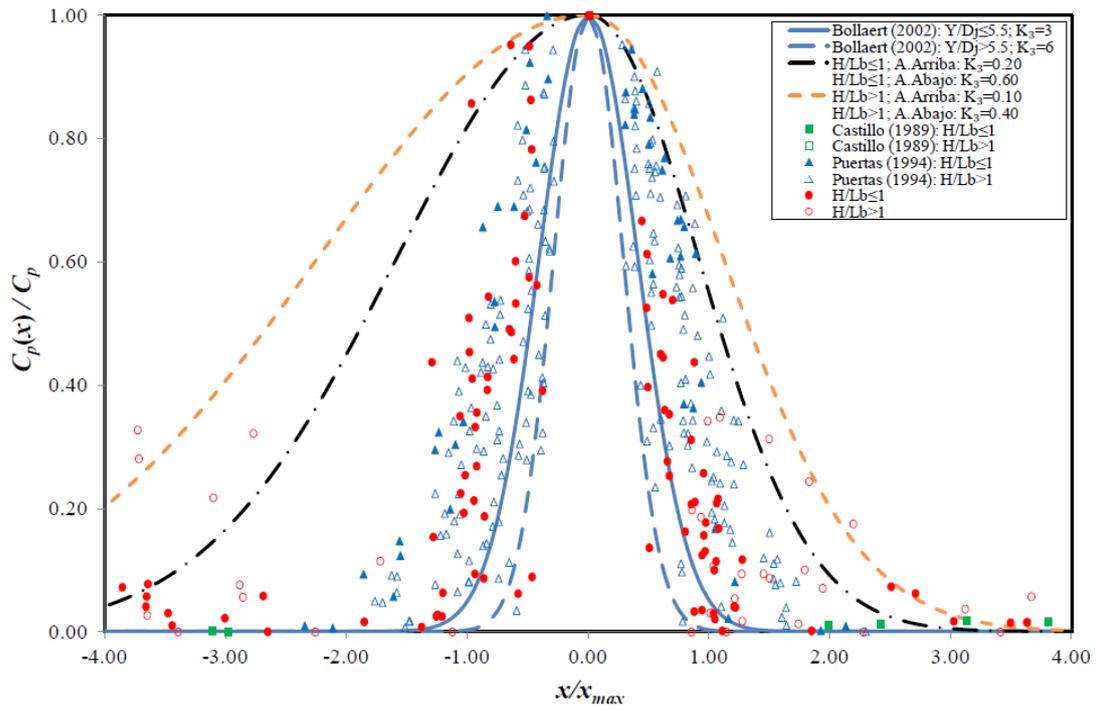


Figura 27. Distribución de presiones dinámicas medias alrededor del punto de estancamiento en función de la relación x/x_{max} (Carrillo, 2014).

5. METODOLOGÍA EXPERIMENTAL

5.1. Infraestructura y equipo del laboratorio

El Laboratorio de Hidráulica de la Universidad Politécnica de Cartagena cuenta con una infraestructura para el estudio de chorros turbulentos y bifásicos aire-agua (Figura 28), la cual permite analizar la disipación de energía de chorros turbulentos rectangulares. Dicho laboratorio está ubicado en el sótano del Edificio de Laboratorios de Investigación (ELDI) de la Universidad.



Figura 28. Infraestructura de laboratorio para el estudio de chorros turbulentos y bifásicos.

La estructura consta esencialmente de los siguientes elementos:

- Sistema de bombeo: cuenta con una derivación que se encarga de llevar el caudal deseado a la estructura (3 bombas en paralelo con diferentes capacidades de caudales).
- Cajón superior o parte móvil: en esta estructura se estabiliza el flujo, al final de la parte móvil existe un vertedero rectangular de pared delgada.
- Cuenco de amortiguación: recoge el agua vertida desde el cajón superior, registrándose en su base la presión debida al impacto y al colchón de agua creado por una contrapresa de altura variable.

5.1.1. Sistema de bombeo

El laboratorio cuenta con tres bombas en paralelo (Figura 29 y Figura 30), cuyas potencias son 5.5 KW, 7.5 KW y 45 KW.

La impulsión se realiza a través de una tubería de polietileno (PE). El caudal circulante se ajusta mediante una pérdida de carga local generada por una válvula de mariposa cuando se usan las dos bombas más pequeñas, o mediante un variador de frecuencia en la bomba de mayor capacidad.



Figura 29. Bombeo en paralelo de la instalación (ordenadas con capacidad ascendente de caudal).



Figura 30. Panel de bombeo y lector del caudalímetro.

5.1.2. Cajón superior o estructura móvil

La parte móvil está constituida por un vertedero de pared delgada de altura regulable, que permite establecer tres alturas de descarga: de 2.19, 2.84 y 3.49 m.

Consiste en una estructura rectangular construida en metal, PVC y madera, que apoya sobre una estructura metálica (Figura 31). Las dimensiones exteriores del cajón son, por un lado, 1.79 m de longitud y 1.37 m de ancho, en la zona donde desagua la tubería de descarga de las bombas y se produce la tranquilización de la misma. Para dicha tranquilización se dispone de un laberinto y una cesta con cantos rodados que contribuyen a la disipación de energía y mejoran la orientación de las líneas de corriente. Y, por otro lado, 2.30 m de longitud y 1.06 m de ancho en la zona próxima a vertido, dando una longitud total del cajón de 4.09 m.

A una distancia de la zona de vertido de 5 veces la carga sobre vertedero se ubica un limnómetro (Figura 32) para poder medir la altura sobre vertedero correspondiente a cada caudal ensayado. Al final del cuenco se ubica un vertedero de pared delgada con un ancho útil de 0.85 m.



Figura 31. a) Llegada del agua al canal de entrada. b) Canal de entrada con sus respectivos elementos de disipación y orientación de líneas de corriente.



Figura 32. Diferentes perspectivas del limnómetro.

5.1.3. Cuenco de amortiguación

Está construido con paneles de metacrilato de 2 cm de grosor y vigas metálicas de perfil normalizado. Sus dimensiones exteriores son 3.00 m de longitud, 1.31 m de alto y 1.10 m de ancho. La altura del colchón de agua se regula con una contrapresa generada mediante barreras metálicas situada aguas abajo del cuenco de amortiguación (Figura 33).

A lo largo del eje central longitudinal de la solera del cuenco se ubican 30 taladros roscados equiespaciados cada 5 centímetros, en los que se ajustan los transductores de presión en función del caudal a ensayar (Figura 34).

Los transductores se instalan haciendo coincidir uno de ellos (generalmente el que se sitúe en la zona central) con el punto de impacto del chorro en función del caudal a ensayar.



Figura 33. Perspectiva de la infraestructura del cuenco de disipación.



Figura 34. Detalle de los sensores del cuenco de disipación.

Las barreras metálicas permiten ir variando el colchón del cuenco de amortiguación. Para ello, se han utilizado dos tipos de barreras, de 2 cm y de 8 cm de altura.

A continuación, en la Figura 35 se muestra un plano en planta de la infraestructura del laboratorio con las dimensiones del cajón superior y del cuenco de amortiguación.

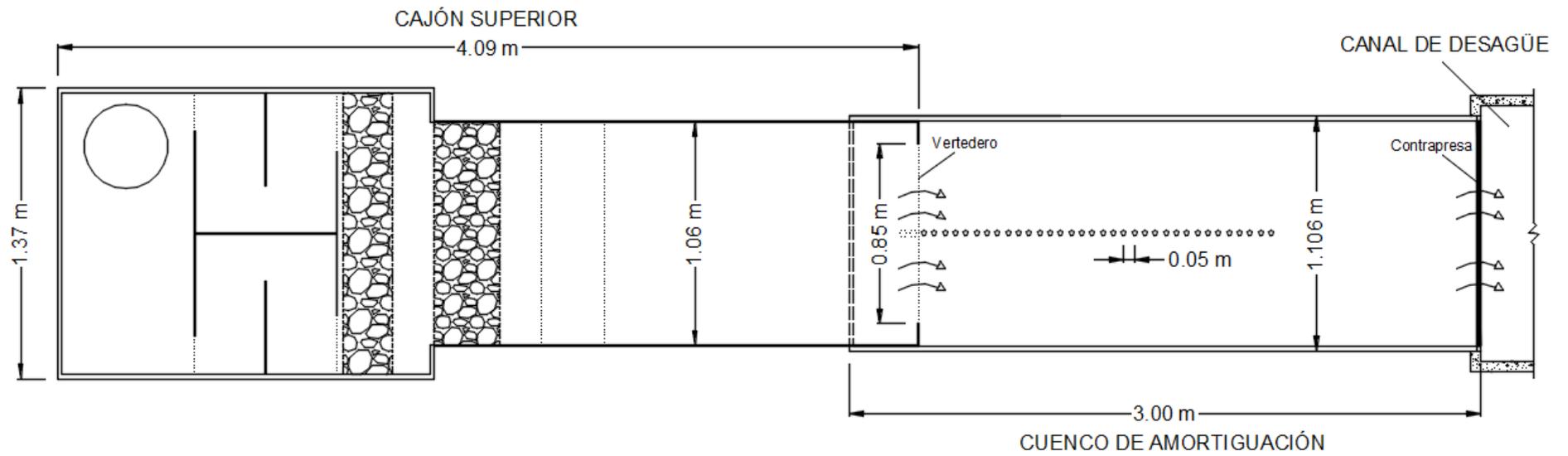


Figura 35. Planta del Cajón superior, cuenco de amortiguación y canal de desagüe de la infraestructura del laboratorio realizada con AutoCAD.

5.1.4. Sistema de adquisición de datos

Los registros de presión instantáneas se obtienen a partir de un sistema automatizado.

Cuando el agua impacta en el cuenco de amortiguación sobre los transductores de presión, estos pasan la información recogida a través de un cable trenzado apantallado a la tarjeta de adquisición de datos, y finalmente los datos se transfieren al ordenador portátil.

A continuación, se detallan los principales componentes del sistema de adquisición de datos.

5.1.4.1. Transductores de presión

Para obtener las presiones se han utilizado dos tipos de transductores de presión piezorresistivos.

- Transductores GE DRUCK, modelo UNIK-5000 (Figura 36). El rango de medición de los sensores varía entre -200 y +800 mbar, con una precisión de $\pm 0.04\%$ del fondo de escala.
- Transductores KELLER, modelo PR-35X/80797 (Figura 37) y cuyo rango de medición varía entre -200 y +2000 mbar, con una precisión de $\pm 0.01\%$ del fondo de escala.



Figura 36. Traductor de presión de GE DRUCK, modelo UNIK-5000.



Figura 37. Traductor de presión de KELLER, modelo PR-35X/80797.

Los sensores se sitúan roscados en la solera del cuenco de disipación, en el plano de simetría de la infraestructura de chorros turbulentos.

Ambos sensores cuentan con un diafragma de metal en contacto con el fluido a medir, aunque la superficie de la membrana del sensor KELLER es más grande que la del sensor GE DRUCK, y por tanto, su medición será más promediada. La transferencia de la fuerza se lleva a cabo a través de un fluido aceitoso no compresible que se dispone entre el diafragma de metal y el sensor piezorresistivo, protegido por una pantalla metálica. El sensor piezorresistivo transforma la presión ejercida en voltaje, el cual es recogido por la tarjeta de adquisición.

En cada medición, se utilizan 9 sensores al mismo tiempo: uno situado en el punto de estancamiento (transductor KELLER), 4 aguas arriba (transductores GE DRUCK), y 4 aguas abajo (transductores GE DRUCK) (Figura 38).



Figura 38. Distribución de sensores de presión en el eje central de la solera del cuenco de amortiguación.

Los sensores están conectados a una tarjeta de adquisición de datos que se enlaza a su vez con un ordenador, donde está instalado el software de adquisición.

5.1.4.2. Tarjeta de adquisición de datos

El sistema de adquisición de datos se compone de una tarjeta DAQCard (Data Acquisition Card) Tipo 6024 serie E para PCMCIA, suministrada por National Instrument. Este dispositivo es un módulo de adquisición de datos multifuncional de alta velocidad. Cuenta con 16 entradas analógicas SE (una única entrada) u 8 entradas analógicas DI (diferenciales) con una resolución de 12 bits y una velocidad máxima de adquisición de 200 muestras/s (Figura 39 y Figura 40).



Figura 39. Tarjeta de adquisición de datos.



Figura 40. Tarjeta de conexión de sensores.

5.1.4.3. Equipo informático

Para la adquisición de datos se emplea un software propio (Daqx Sensors V2009) ejecutado en el entorno de LabVIEW y con el que se calibran y registran los valores de presión.



Figura 41. Equipo informático para la adquisición de datos y voltímetro.

5.1.4.4. Fuente de alimentación

La fuente de alimentación transforma la tensión de la red eléctrica a valores admisibles para los sensores. En este caso, se fija un valor de 10 V. De este modo, se obtiene una tensión constante para alimentar los sensores.

5.1.4.5. Sistema de Alimentación Ininterrumpida (SAI)

Estabiliza la alimentación eléctrica, evitando los problemas de inestabilidades de tensión en la red. De este modo, se obtiene una alimentación de la instrumentación a tensión constante y se reduce el ruido de las mediciones.

5.2. Campaña de mediciones

5.2.1. Calibración de transductores

Para obtener un adecuado registro de los datos de presión es necesario realizar un adecuado calibrado de todos los sensores antes de iniciar el ensayo de cada uno de los caudales.

El programa Daqx Sensors V2009 utilizado para la adquisición de datos, permite realizar una calibración estática de los sensores. Consiste en determinar el valor de tensión en mV que se corresponde con cada valor de presión en metros columna de agua.

En la calibración se obtiene el voltaje asociado a dos alturas de columna de agua suficientemente distanciadas. Se utilizará como primer punto un calado de 0 m, que se corresponde con el cuenco de amortiguación completamente vacío, y como segundo punto un calado de 0.50 m. Una vez obtenida la relación presión-tensión de estos dos puntos, se obtiene la recta de calibración de cada sensor que se usará en las mediciones. Así, todas las mediciones realizadas después de la calibración darán resultados fiables.

Tras realizar la calibración estática, la precisión de los transductores de presión se estima en ± 0.01 m.

5.2.2. Medición de presiones

La campaña de mediciones se diseña de acuerdo a los objetivos que se pretenden alcanzar, y a partir de estos, se definen los datos o variables que se deben medir.

El objetivo principal es el análisis de la presión dinámica media y fluctuante a la que está sometida la solera del cuenco de disipación debida a la incidencia de un chorro de vertido libre. Con este fin, se registran las presiones instantáneas para diferentes condiciones. Dichas mediciones se efectúan con una frecuencia de muestreo de 20 Hz, registrando un total de 7200 datos por ensayo y realizando los ensayos por triplicado. Las variables fundamentales son el caudal y el calado de agua en el cuenco de amortiguación, ya que para este estudio se ha mantenido la altura de vertido (P) constante a 2.19 m para todos los caudales y colchones.

El caudal se establece haciendo coincidir el impacto del chorro con el sensor central, teniendo así, un rango que oscila entre 15 y 125 l/s, como se observa en la Tabla 11.

$P = 2.19$ m	<i>Caudal (l/s)</i>
	15.5
	20.0
	26.5
	54.5
	67.0
	76.5
	92.5
	107.5
	124.5

Tabla 11. Caudales empleados para el análisis de presiones.

Para cada uno de estos caudales se varía la altura de colchón, empleando diferentes alturas de contrapesa. De este modo, se establece una serie creciente de colchones para analizar la evolución que experimenta la presión al aumentar el colchón de agua en el cuenco. Las alturas de contrapesa permiten obtener colchones de agua entre el impacto directo y 0.90 m.

Otros datos que son necesarios medir en el laboratorio para un posterior análisis son: el caudal (Q), la carga sobre el vertedero (h), la altura de la lámina superior del chorro al colchón del cuenco de amortiguación (H), el calado del colchón de agua en distintas

secciones del cuenco de amortiguación (Y), la altura de vertido (P) y la distancia horizontal del aliviadero al punto de impacto del chorro (X_{imp}) (Figura 42).

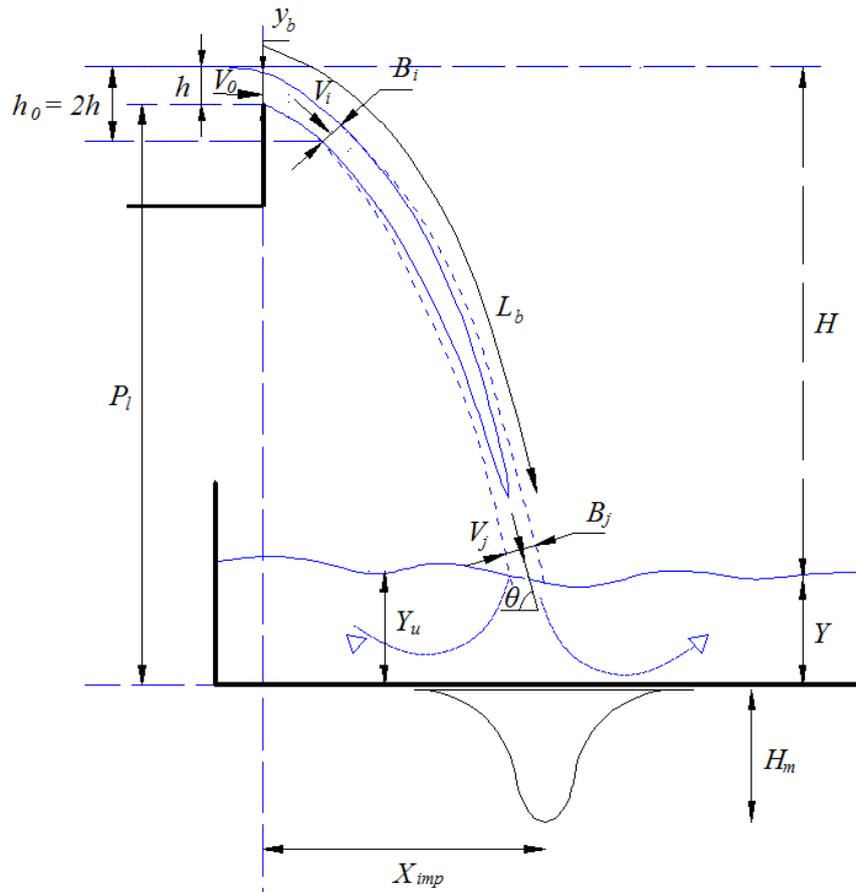


Figura 42. Esquema de parámetros relevantes para el análisis de sobrevertido en presas.

6. ANÁLISIS Y DISCUSIÓN DE RESULTADOS

6.1. Filtrado de presiones

Previo al análisis de resultados es fundamental realizar un filtrado de los datos obtenidos para eliminar valores anómalos que pueden aparecer en el registro de presiones. Para ello, se emplea un método estadístico de filtrado por percentiles. Consiste en establecer dos límites que acoten las presiones instantáneas. Por un lado, se tiene el límite superior con un percentil del 99 %, mientras que, para el límite inferior se tiene un percentil del 1%. Por tanto, se desechan aquellos valores de la muestra que están por encima y por debajo del 99 y el 1 %, respectivamente.

De esta manera se lleva a cabo el filtrado de dos formas distintas:

- Filtrado de percentiles con reemplazo

Consiste en reemplazar o sustituir el valor que se desecha por los correspondientes valores del 99 y 1 %, respectivamente.

- Filtrado de percentiles sin reemplazo

En este caso, los datos desechados se pierden y no son reemplazados, por lo que la serie de datos se acorta.

A continuación, se presentan las diferencias obtenidas entre las mediciones brutas y cada una de las formas del filtrado (Figura 43 y Figura 44) y las diferencias entre ambas formas de filtrado (Figura 45), expresando el % de diferencia en función de la relación colchón de agua/espesor del chorro (Y/B_j).

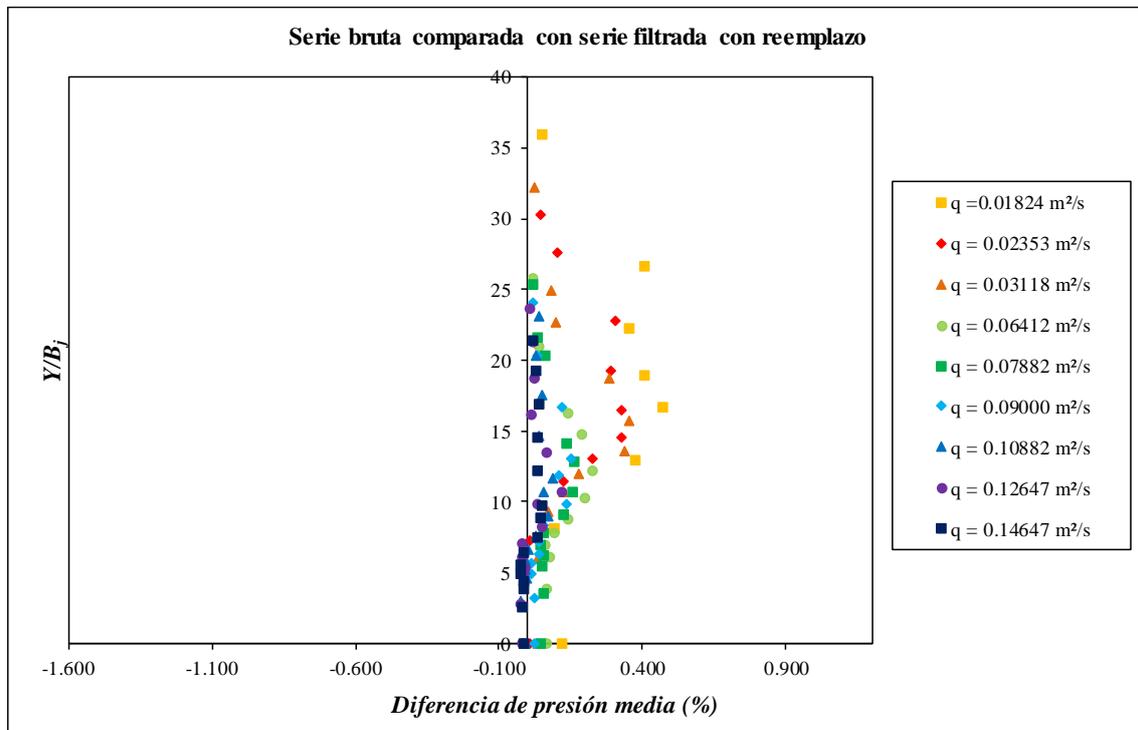


Figura 43. Diferencia entre el valor medio de la serie bruta y filtrada con reemplazo.

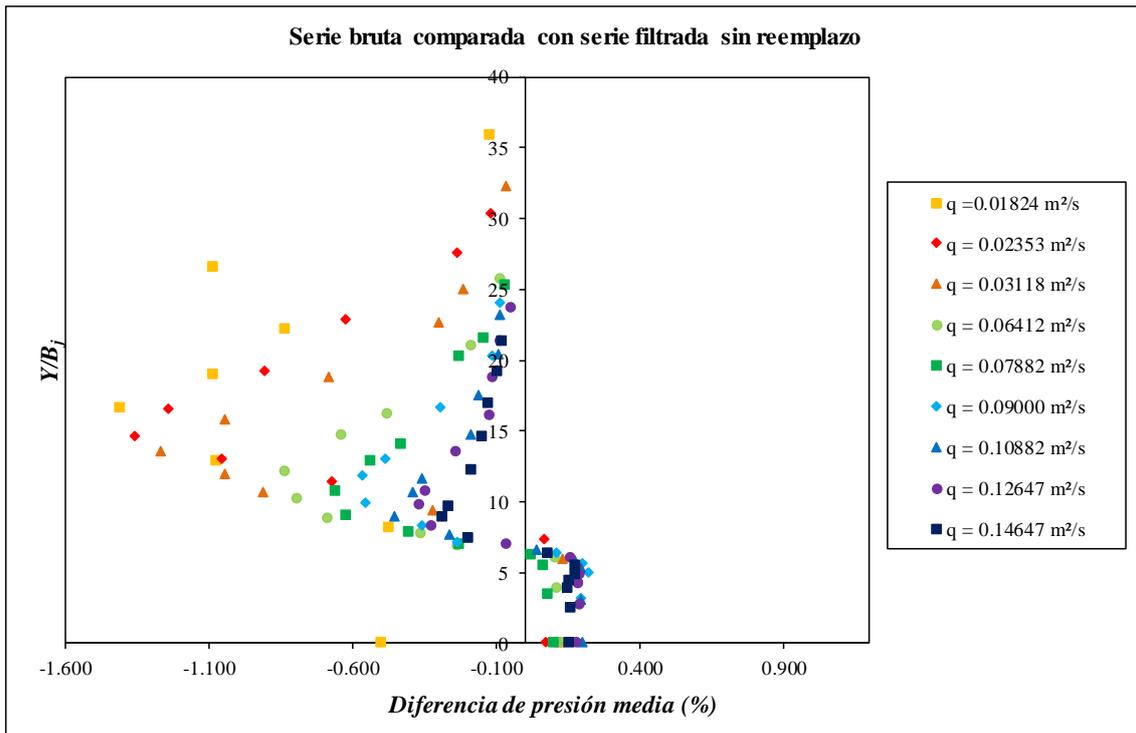


Figura 44. Diferencia entre el valor medio de la serie bruta y filtrada sin reemplazo.

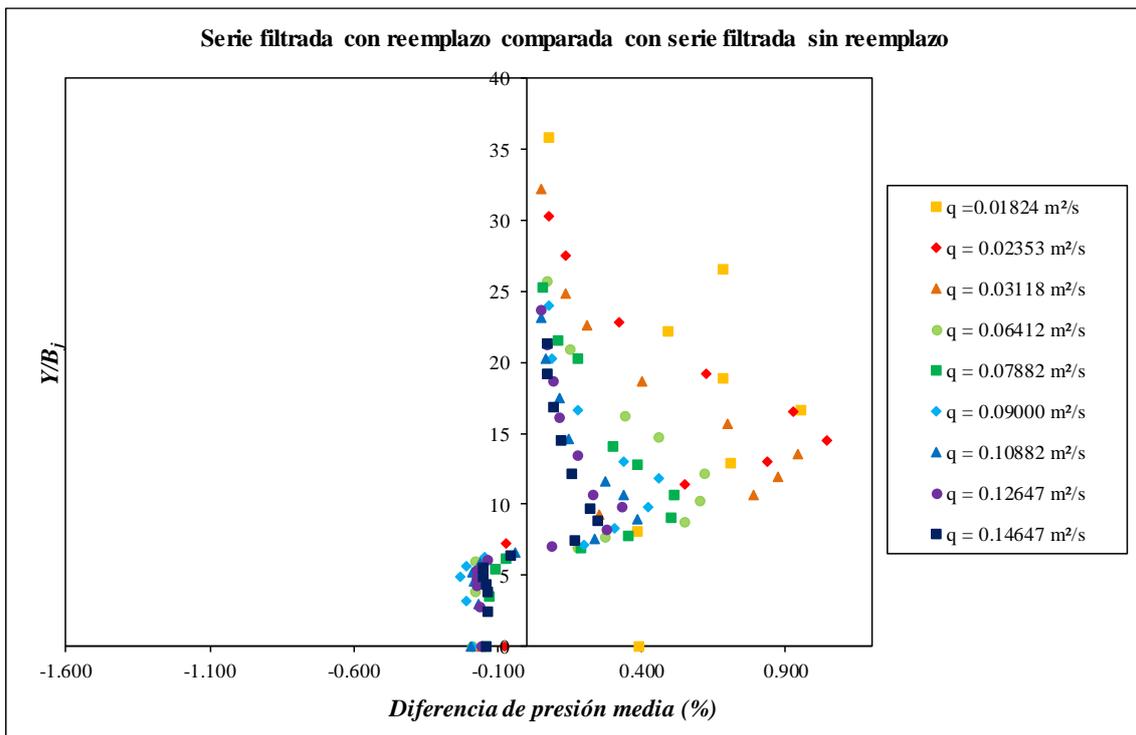


Figura 45. Diferencia del valor medio de la serie filtrada con y sin reemplazo.

En las figuras anteriores se observa que la diferencia entre el valor medio de la serie bruta y la filtrada es menor en el caso de utilizar el reemplazo.

Se ha decidido realizar el análisis con el filtrado con reemplazo, ya que, además de poseer toda la serie de datos (no se acorta dicha serie), es la que posee un % de

diferencia menor con respecto a los datos originales, teniendo en cuenta que ambas poseen el mismo método de filtrado. Además, el conservar la longitud de la serie de datos original sirve para su utilización en un posterior análisis en el campo de la frecuencia.

6.2. Antecedentes del análisis de presiones

Para la realización de este Trabajo Final de Máster se han empleado datos de aliviaderos de vertido libre obtenidos por diferentes autores en laboratorio. Dichos datos se han complementado mediante una nueva campaña de laboratorio. De este modo, se han comparado las presiones en la solera del cuenco de disipación obtenidas en cuatro infraestructuras de laboratorio diferentes (Castillo, 1989; Puertas, 1994; Carillo, 2014; y en este trabajo). Esto ha permitido obtener ajustes con una mayor precisión.

Con respecto a la relación altura de caída/longitud de rotura, los datos de Castillo (1989) cubren un rango de $0.78 \leq H/L_b \leq 1.22$. Posee tres caudales específicos q (entre 0.033 y 0.050 m²/s), alturas de caída P_l de 1.60 m a 1.76 m, y siete colchones de agua Y (desde el impacto directo hasta 0.25 m). Se realizaron 22 ensayos, con 2400 datos cada uno, obtenidos a una frecuencia de muestreo de 20 datos por segundo.

Los ensayos de Puertas (1994) tienen un rango de $0.42 \leq H/L_b \leq 3.06$, caudales específicos que varían entre 0.026 y 0.149 m²/s, cuatro alturas de caída (de 1.85 m a 5.45 m) y diez colchones de agua (de 0.08 m a 0.80 m). Se realizaron 159 ensayos, a una frecuencia de muestreo de 20 datos por segundo, con 2400 datos cada ensayo.

Los datos de Carrillo (2014) cubren un rango de $0.60 \leq H/L_b \leq 2.02$. Se consideraron siete caudales específicos (entre 0.020 y 0.064 m²/s), tres alturas de caída entre 1.70 m y 3.00 m y siete colchones de agua (desde situación de impacto directo a 0.60 m). Se realizaron 183 ensayos por triplicado y empleando una frecuencia de muestreo de 20 Hz, registrando 7200 datos en cada registro.

Los registros de presiones de las tres Tesis Doctorales se obtuvieron mediante transductores de presión piezorresistivos instalados en la solera del cuenco de disipación.

Los datos obtenidos en este nuevo estudio poseen un rango de $0.48 \leq H/L_b \leq 1.80$. Se han considerado nueve caudales específicos (entre 0.018 y 0.146 m²/s), una única altura de caída de 2.19 m y quince colchones de agua (desde situación de impacto directo a 0.75 m). Se realizaron 111 ensayos por triplicado, registrando 7200 datos en cada registro y empleando una frecuencia de muestreo de 20 Hz.

6.3. Análisis general de los registros de presiones

Como se muestra en la bibliografía, existen estudios exhaustivos de mediciones de presiones en chorros circulares, obtenidos en modelos con velocidades de caída superiores a 20 m/s e intensidades turbulentas de hasta 5% (Ervine *et al.*, 1997; Bollaert, 2002). Sin embargo, los ensayos generalmente corresponden a relaciones de longitud de rotura $H/L_b < 0.50$.

Castillo (2007) consideró cuatro tipos de chorros rectangulares. El límite entre colchón no efectivo y colchón efectivo se ha redefinido en este trabajo. De este modo, se puede establecer una nueva clasificación en base a: chorro no desarrollado y colchón no efectivo ($H/L_b \leq 1$ e $Y/B_j \leq 5$); chorro no desarrollado y colchón efectivo ($H/L_b \leq 1$ e $Y/B_j > 5$); chorro desarrollado y colchón no efectivo ($H/L_b > 1$ e $Y/B_j \leq 5$); y chorro desarrollado y colchón efectivo ($H/L_b > 1$ e $Y/B_j > 5$).

Como observa Carrillo (2014), los chorros no desarrollados ($H/L_b \leq 1$) en general muestran un registro de presiones constante, con picos similares por encima y por debajo del valor medio. Los picos decrecen sustancialmente conforme se incrementa el colchón de agua (situaciones de colchón efectivo). Cuando el colchón es no efectivo, los efectos de la turbulencia de baja frecuencia se observan con claridad, con caídas de presión próximas al nivel de la presión atmosférica.

En el caso de chorros desarrollados ($H/L_b > 1$) se registran más fluctuaciones de la presión, debido a que la capa de corte turbulenta impacta en la solera del cuenco. Existe una alta entrada de aire en el chorro incidente, y se genera una zona de distribución de presiones superior a la del caso de chorros no desarrollados. El efecto conjunto es un incremento de la disipación de la energía y una reducción sustancial de la presión en la solera del cuenco. El efecto se incrementa con el aumento de la relación H/L_b y con el colchón de agua.

6.4. Coeficientes de presión dinámica media

El coeficiente de presión dinámica media C_p se puede definir en función de la relación colchón de agua/espesor del chorro incidente (Y/B_j) y la relación altura de caída/longitud de rotura (H/L_b), o bien, en función de la relación colchón de agua/espesor del chorro incidente (Y/B_j) y la relación longitud vuelo del chorro/longitud de rotura (L/L_b). De este modo, se pueden realizar diferentes ajustes a los registros de presiones instantáneas obtenidos en la solera de los cuencos de disipación de las infraestructuras empleadas por Castillo (1989), Puertas (1994), Carrillo (2014) y la utilizada en este trabajo.

Así, en ambos casos se tienen dos comportamientos diferenciados:

Caso de colchón no efectivo ($Y \leq 5B_j$); (H/L_b):

La desintegración de la parte compacta del chorro rectangular (zona de establecimiento del flujo) ocurre para un colchón aproximadamente de 5 veces el espesor del chorro incidente. Para esta situación se pueden considerar dos diferentes comportamientos (Figura 46):

- Si $H/L_b < 0.85$:

$$C_p = 1 - 0.0037 \cdot e^{5.2484 \cdot \left(\frac{H}{L_b}\right)} \quad (43)$$

- Si $H/L_b \geq 0.85$:

$$C_p = 0.456 \cdot \left(\frac{H}{L_b}\right)^{-2.393} \quad (44)$$

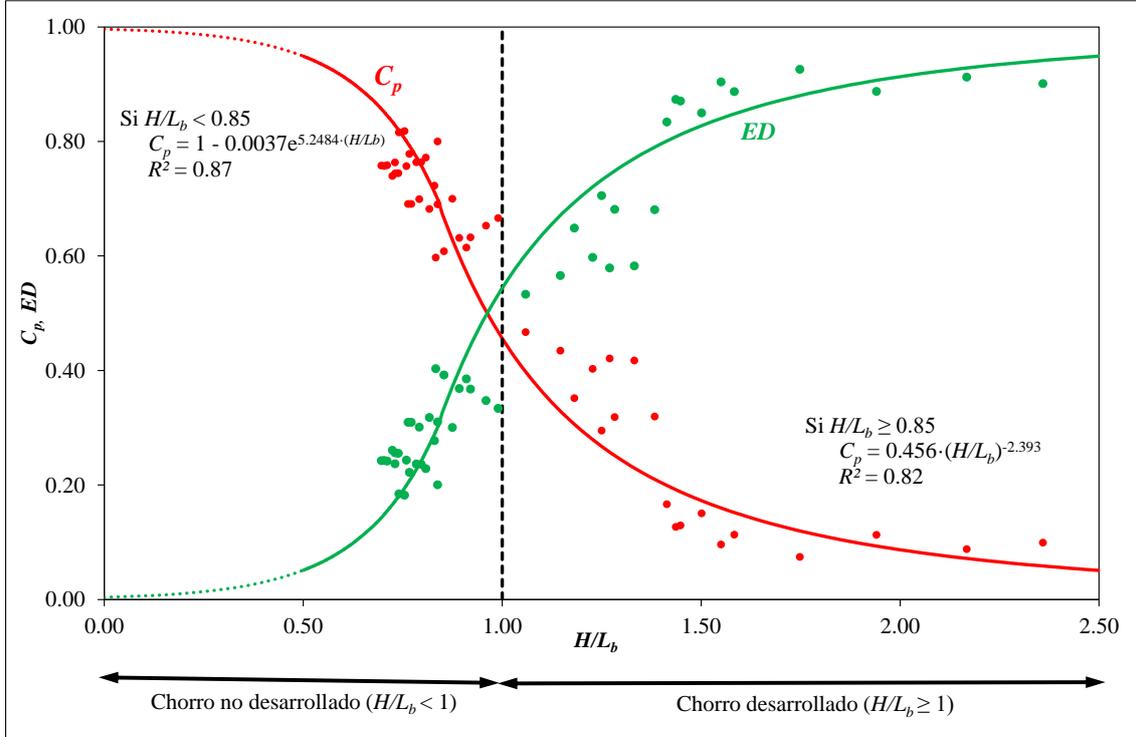


Figura 46. Coeficientes de presión dinámica media en la solera del cuenco de disipación para el caso del colchón no efectivo $Y \leq 5B_j$; H/L_b .

Caso de colchón no efectivo ($Y \leq 5B_j$); (L/L_b):

Se puede observar que la desintegración del núcleo se produce a una profundidad de 5 veces la anchura del chorro incidente, y al igual que en el caso anterior para esta situación se pueden considerar dos comportamientos bien diferenciados (Figura 47):

- Si $L/L_b < 0.85$:

$$C_p = 1 - 0.0037 \cdot e^{5.2484 \cdot \left(\frac{L}{L_b}\right)} \quad (45)$$

- Si $L/L_b \geq 0.85$:

$$C_p = 0.456 \cdot \left(\frac{L}{L_b}\right)^{-2.393} \quad (46)$$

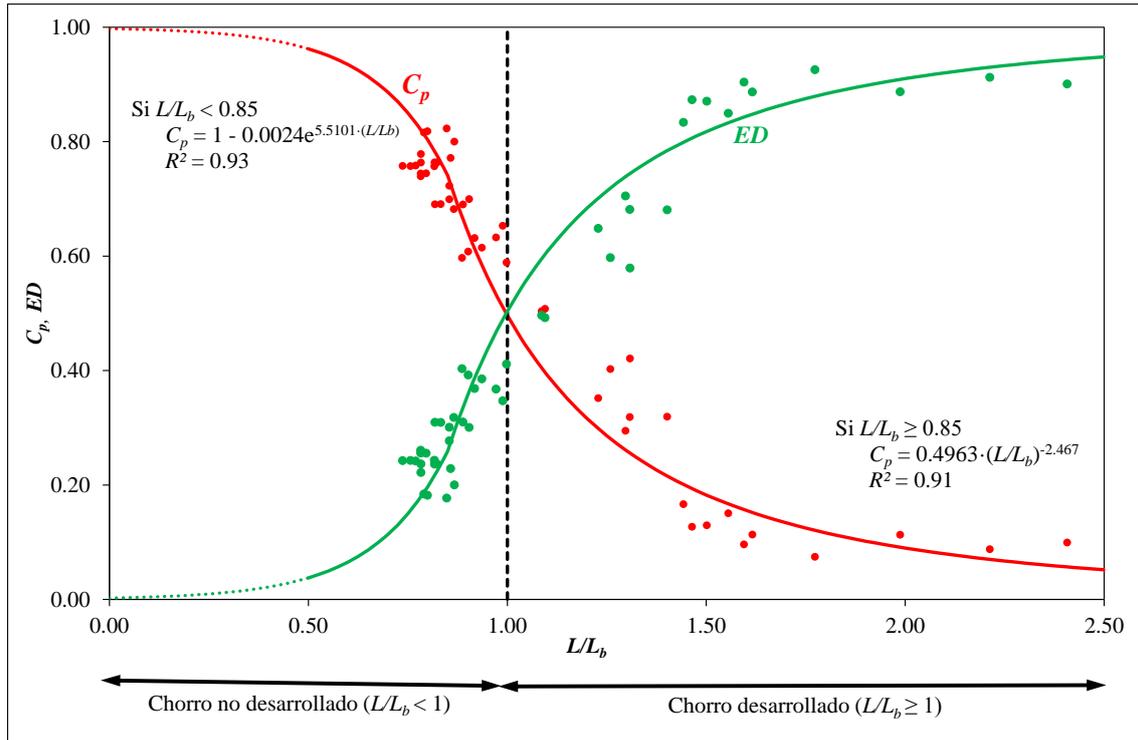


Figura 47. Coeficientes de presión dinámica media en la solera del cuenco de disipación para el caso del colchón no efectivo $Y \leq 5B_j$; L/L_b .

En ambas situaciones (Figura 46 y Figura 47), la energía disipada es debida al proceso de aireación que sufre el chorro durante su caída, y al efecto del calado de agua que se genera aguas arriba del punto de incidencia del chorro, mientras que el colchón de aguas abajo no influye en la disipación de energía. Con los ajustes de ambas situaciones, exponencial y potencial, se obtienen coeficientes de correlación R^2 superiores al 80% para todo el rango H/L_b y al 90% para todo el rango L/L_b ensayado.

La curva de energía disipada por efecto de la aireación durante la caída y del calado de recirculación aguas arriba del punto de estancamiento DE , puede ser obtenida como la diferencia entre la unidad y el valor correspondiente de C_p .

En el caso de impacto directo, los resultados de laboratorio revelan que C_p es muy sensible a la relación H/L_b y L/L_b en el entorno entre 0.80 y 1.30.

Caso de colchón efectivo ($Y > 5B_j$); (H/L_b o L/L_b):

Para relaciones $Y/B_j > 5$ se observa que C_p es función de las relaciones Y/B_j y H/L_b o Y/B_j y L/L_b .

En ambos casos se han considerado ocho familias de curvas agrupadas en función de sus relaciones H/L_b y L/L_b , las cuales cumplen la siguiente relación:

$$C_p = \frac{H_m - Y}{\frac{v_j^2}{2 \cdot g}} = a \cdot e^{-b \cdot \left(\frac{Y}{B_j}\right)} \quad (47)$$

ANÁLISIS Y DISCUSIÓN DE RESULTADOS

Los parámetros a y b de la ecuación (47), y sus respectivos coeficientes de correlación R^2 se obtienen de las siguientes leyes exponenciales.

A continuación, se muestran los ajustes de las leyes exponenciales, tanto de H/L_b (situadas en las gráficas de la izquierda), como de L/L_b (situadas en las gráficas de la derecha).

En la Figura 48 y Figura 49 se observan los ajustes para las menores relaciones de ambos parámetros, obteniéndose buenas correlaciones en ambos casos, en torno al 90 %, y en donde el rango establecido de H/L_b es inferior al de L/L_b .

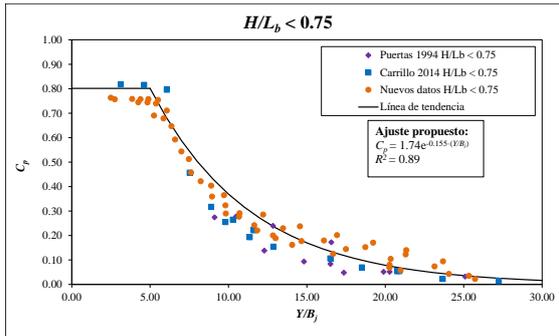


Figura 48. Ajuste del coeficiente de presión dinámica media para el rango $H/L_b < 0.75$.

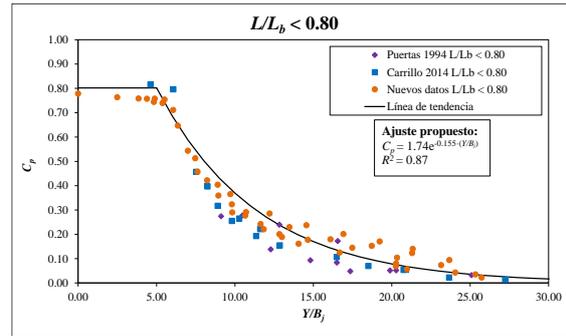


Figura 49. Ajuste del coeficiente de presión dinámica media para el rango $L/L_b < 0.80$.

El siguiente rango se muestra en la Figura 50 y Figura 51, en donde al igual que en el caso anterior el rango de los parámetros de L/L_b es ligeramente superior. En este caso, se obtiene un ajuste para H/L_b con un R^2 del 92 %, y ligeramente inferior para el caso L/L_b (R^2 del 85 %).

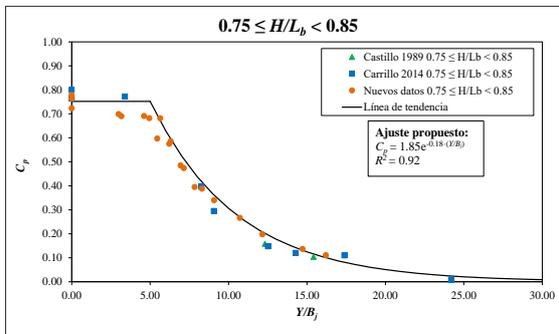


Figura 50. Ajuste del coeficiente de presión dinámica media para el rango $0.75 \leq H/L_b < 0.85$.

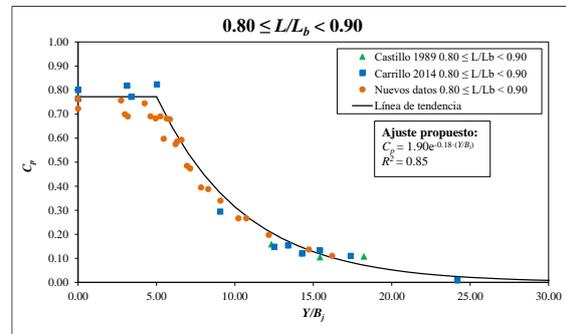


Figura 51. Ajuste del coeficiente de presión dinámica media para el rango $0.80 \leq L/L_b < 0.90$.

En la Figura 52 y Figura 53 se puede observar que la amplitud del rango de L/L_b es inferior al de H/L_b . Los coeficientes de ajuste R^2 en ambos casos se sitúan en torno al 90 %, como sucedía para el primer rango establecido.

ANÁLISIS Y DISCUSIÓN DE RESULTADOS

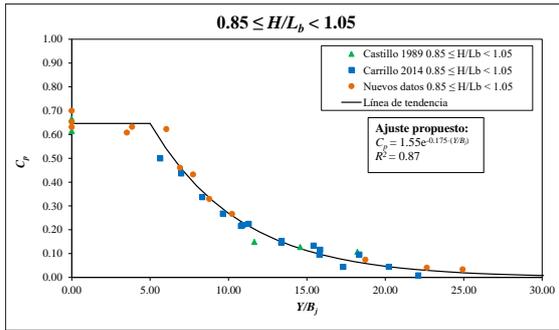


Figura 52. Ajuste del coeficiente de presión dinámica media para el rango $0.85 \leq H/L_b < 1.05$.

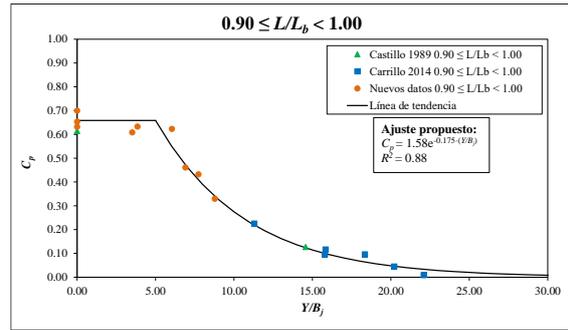


Figura 53. Ajuste del coeficiente de presión dinámica media para el rango $0.90 \leq L/L_b < 1.00$.

En este rango de estudio se observa que para L/L_b la amplitud del rango es el doble que para H/L_b . Los valores de ajuste son del 91 % para L/L_b y casi un 10 % inferior para H/L_b .

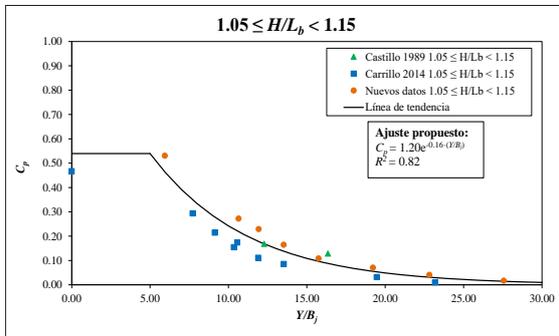


Figura 54. Ajuste del coeficiente de presión dinámica media para el rango $1.05 \leq H/L_b < 1.15$.

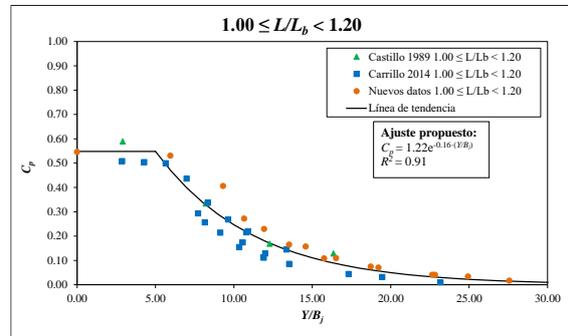


Figura 55. Ajuste del coeficiente de presión dinámica media para el rango $1.00 \leq L/L_b < 1.20$.

En la Figura 56 y Figura 57 se observa una misma amplitud de rango, pero siendo ligeramente superior el rango en L/L_b , como sucedía en los primeros ajustes. El ajuste de H/L_b es del 83 %, mientras que para L/L_b es del 77 %.

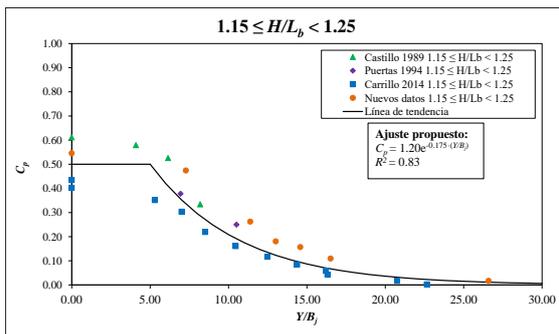


Figura 56. Ajuste del coeficiente de presión dinámica media para el rango $1.15 \leq H/L_b < 1.25$.

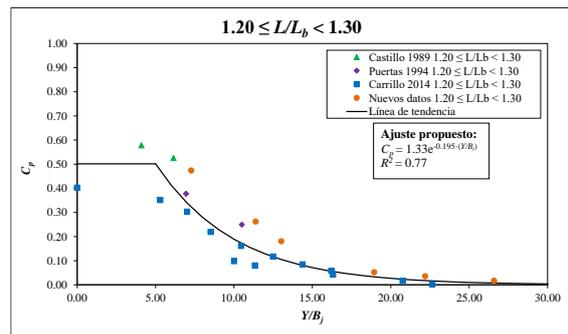


Figura 57. Ajuste del coeficiente de presión dinámica media para el rango $1.20 \leq L/L_b < 1.30$.

Para la Figura 58 y Figura 59 se observa lo mismo que en el caso anterior (misma amplitud de rango pero con valores del rango más altos en L/L_b). Los coeficientes de R^2 son muy similares en ambos casos (72-73 %).

ANÁLISIS Y DISCUSIÓN DE RESULTADOS

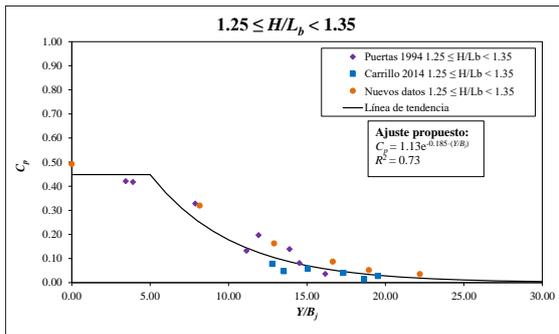


Figura 58. Ajuste del coeficiente de presión dinámica media para el rango $1.25 \leq H/L_b < 1.35$.

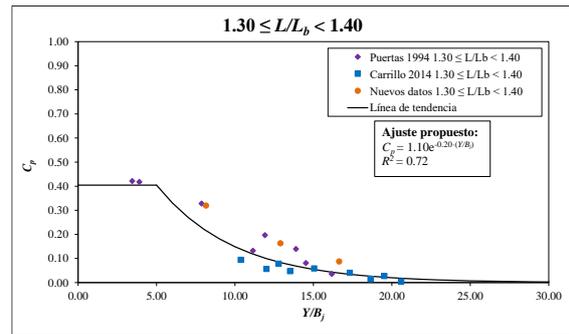


Figura 59. Ajuste del coeficiente de presión dinámica media para el rango $1.30 \leq L/L_b < 1.40$.

En el siguiente rango (Figura 60 y Figura 61) se observa que para H/L_b se obtiene un ajuste del 72 %, mientras que para L/L_b se tiene un R^2 del 63 %, considerablemente inferior.

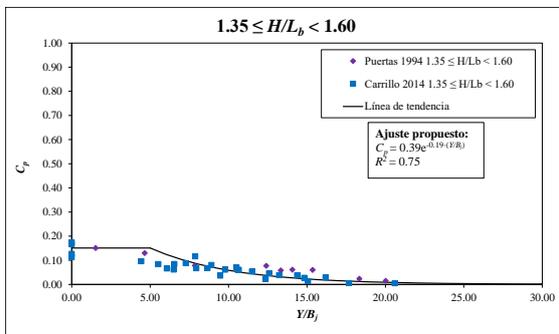


Figura 60. Ajuste del coeficiente de presión dinámica media para el rango $1.35 \leq H/L_b < 1.60$.

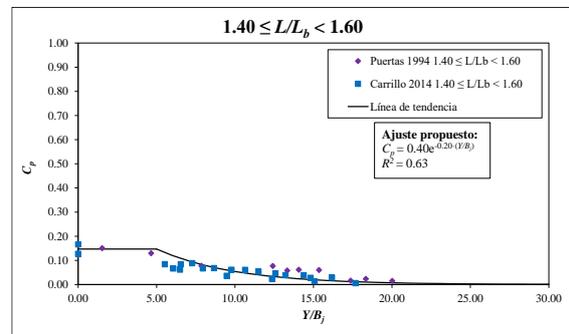


Figura 61. Ajuste del coeficiente de presión dinámica media para el rango $1.40 \leq L/L_b < 1.60$.

En la Figura 62 y Figura 63 se puede observar que para relaciones H/L_b y $L/L_b \geq 1.60$ se obtiene un ajuste de R^2 del 72 %.

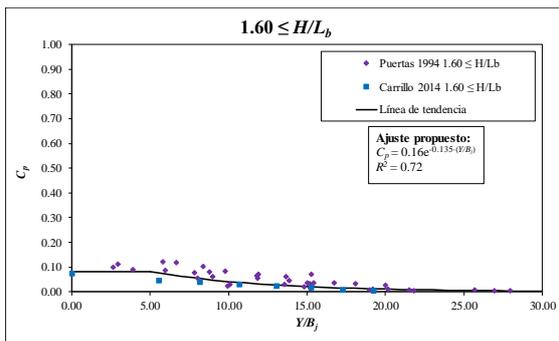


Figura 62. Ajuste del coeficiente de presión dinámica media para el rango $1.60 \leq H/L_b$.

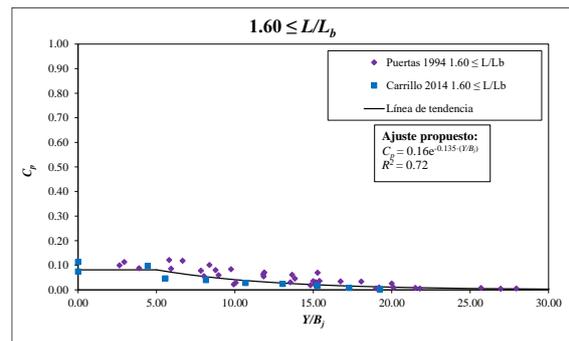


Figura 63. Ajuste del coeficiente de presión dinámica media para el rango $1.60 \leq L/L_b$.

Cabe destacar que la mayor parte de los datos medidos en este trabajo se encuentran en el menor de los rangos establecidos, debido a que la campaña se ha realizado para la menor de las alturas disponibles en el laboratorio y los caudales son considerablemente elevados. Por tanto, se tienen una gran cantidad de datos en el entorno de grandes caudales y poca altura, donde en muchos casos no se alcanza la longitud de desintegración.

ANÁLISIS Y DISCUSIÓN DE RESULTADOS

A continuación, se presenta una tabla resumen con los parámetros a y b del ajuste exponencial y el valor de R^2 obtenido, tanto para el caso de H/L_b (Tabla 12), como para el caso de L/L_b (Tabla 13). En ellas, se puede observar que, para los menores y mayores rangos establecidos, los ajustes de H/L_b son mejores, mientras que para rangos intermedios de 0.85 a 1.20 se tiene un mejor ajuste para L/L_b . Además, cabe destacar que el establecimiento del rango de L/L_b , es en general superior a H/L_b , ya que L es mayor que H para un mismo caudal y colchón.

H/L_b	$Y/B_j \geq 5$		R^2	C_p para $Y/B_j < 5$
	a	b		
<0.75	1.740	-0.155	<u>0.893</u>	0.802
0.75-0.85	1.850	-0.180	<u>0.921</u>	0.752
0.85-1.05	1.550	-0.175	0.868	0.646
1.05-1.15	1.200	-0.160	0.822	0.539
1.15-1.25	1.200	-0.175	<u>0.836</u>	0.500
1.25-1.35	1.130	-0.185	<u>0.731</u>	0.448
1.35-1.60	0.390	-0.190	<u>0.749</u>	0.151
≥ 1.60	0.160	-0.135	0.722	0.081

Tabla 12. Parámetros del coeficiente de presión dinámica media para H/L_b cuando $Y > 5B_j$.

L/L_b	$Y/B_j \geq 5$		R^2	C_p para $Y/B_j < 5$
	a	b		
<0.80	1.740	-0.155	0.866	0.802
0.80-0.90	1.900	-0.180	0.848	0.772
0.90-1.00	1.580	-0.175	<u>0.880</u>	0.659
1.00-1.20	1.220	-0.160	<u>0.920</u>	0.548
1.20-1.30	1.330	-0.195	0.774	0.502
1.30-1.40	1.100	-0.200	0.722	0.405
1.40-1.60	0.400	-0.200	0.626	0.147
≥ 1.60	0.160	-0.135	0.722	0.081

Tabla 13. Parámetros del coeficiente de presión dinámica media para L/L_b cuando $Y > 5B_j$.

ANÁLISIS Y DISCUSIÓN DE RESULTADOS

En la Figura 64 se muestran todos los ajustes del coeficiente de presión dinámica media C_p agrupados por familias para H/L_b , en tanto que en la Figura 65 se grafican los datos para L/L_b .

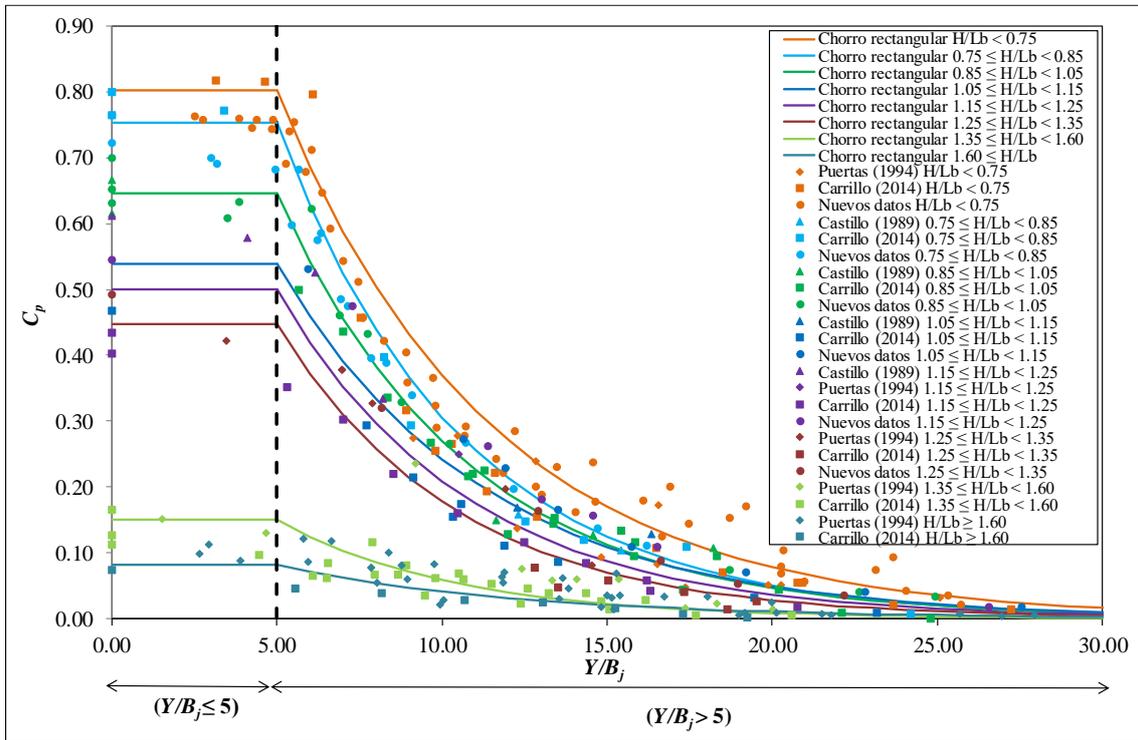


Figura 64. Coeficientes de presión dinámica media de todos los rangos establecidos para H/L_b .

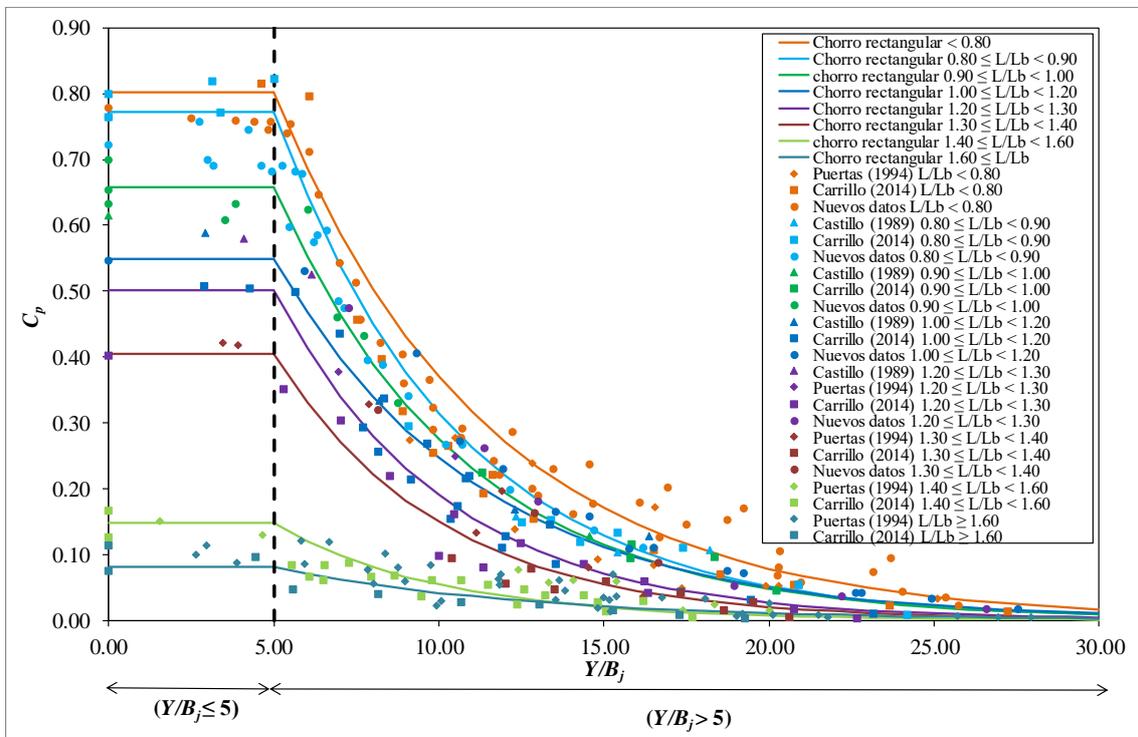


Figura 65. Coeficientes de presión dinámica media de todos los rangos establecidos para L/L_b .

En la Figura 66 y Figura 67 se muestran los ajustes de chorros rectangulares complementados con los datos de chorros circulares existentes en la bibliografía.

En chorros rectangulares se tienen los ajustes presentados en las gráficas anteriores y el ajuste propuesto por Cola para chorros no aireados (1965), mientras que para chorros circulares se tiene, por una parte, los ajustes de chorros aireados obtenidos por Ervine *et al.* (1997), y por Bollaert y Schleiss (2003), y por otro, los ajustes propuestos para chorros no aireados obtenidos por Albertson *et al.* (1950) y por Franzetti y Tanda (1987), citados por Bollaert y Schleiss (2003).

La fórmula de cola (1965) y de Albertson *et al.* (1950) considera la presión media en vez de la presión dinámica media (a la presión media no se le ha restado el valor del colchón de agua), por tanto, la curva se ha modificado con el fin de representar la relación $C_p = f(Y/B_j)$ sin tener en cuenta el colchón de agua.

En ambas figuras (Figura 66 y Figura 67) se puede observar que los chorros rectangulares pierden más energía en la caída que los chorros circulares, ya que el coeficiente de presión dinámica media obtenido para el caso rectangular es inferior al caso circular.

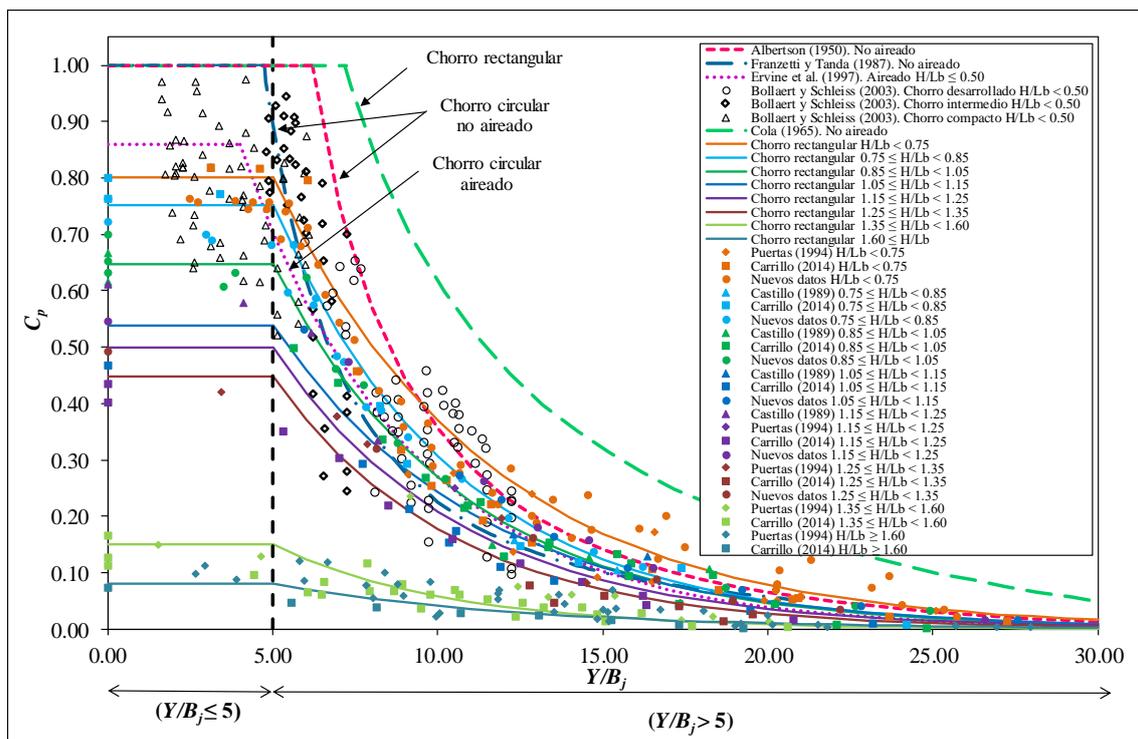


Figura 66. Coeficientes de presión dinámica media para diferentes formas de chorros y entradas de aire para H/L_b .

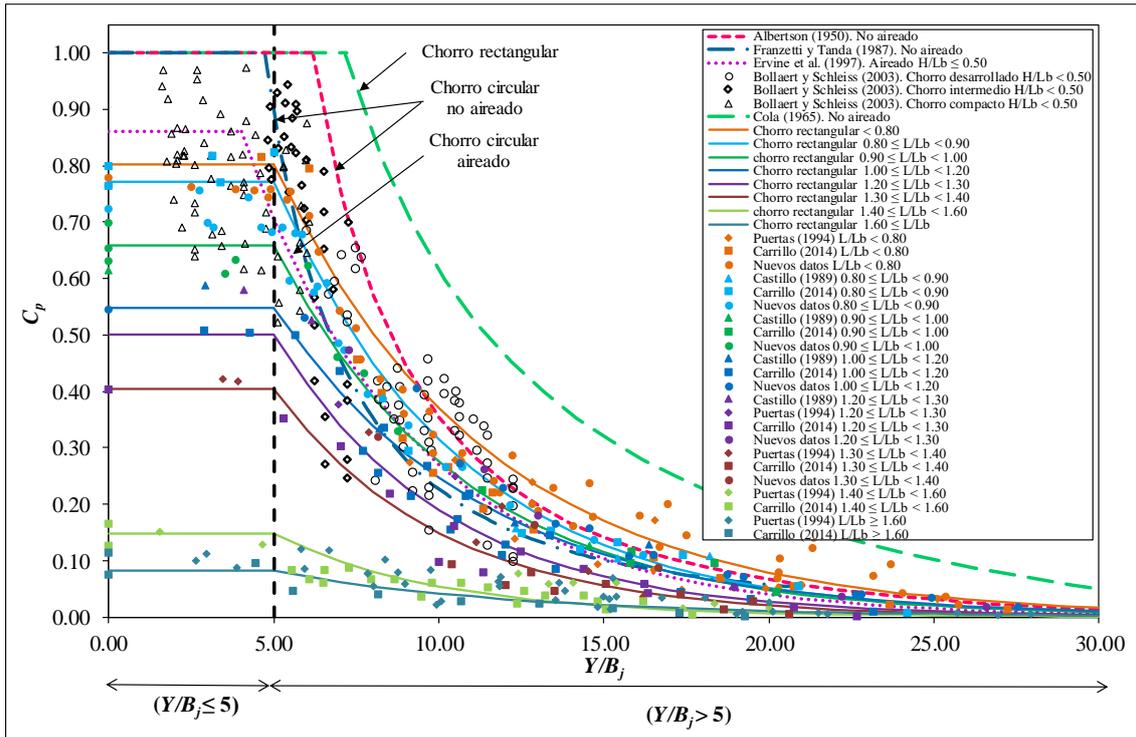


Figura 67. Coeficientes de presión dinámica media para diferentes formas de chorros y entradas de aire para L/L_b .

6.5. Coeficientes de presión dinámica fluctuante

La presión dinámica total es la suma de la presión dinámica media y la presión dinámica fluctuante. En este apartado se ha analizado la raíz cuadrática media de las fluctuaciones de presión considerando diferentes colchones de agua, caudales y alturas de caída. El coeficiente de presión dinámica fluctuante se define como:

$$C_p' = \frac{H'}{\frac{V_j^2}{2 \cdot g}} \tag{48}$$

donde H' es la raíz cuadrática media del registro de presiones instantáneas.

Para cuantificar una mejor aproximación de los coeficientes de presión dinámica fluctuante, para el caso de chorros rectangulares, se han obtenido dos tipos de expresiones diferentes en función de las relaciones Y/B_j y H/L_b :

- Para $Y/B_j < 14$, ajuste polinómico:

$$C_p' = a \left(\frac{Y}{B_j} \right)^3 - b \left(\frac{Y}{B_j} \right)^2 + c \left(\frac{Y}{B_j} \right) + d \tag{49}$$

- Para $Y/B_j \geq 14$, ajuste potencial:

ANÁLISIS Y DISCUSIÓN DE RESULTADOS

$$C_p' = a \left(\frac{Y}{B_j} \right)^b \quad (50)$$

A continuación, se muestran los ajustes de las funciones polinómicas y potenciales agrupadas por familias de H/L_b , produciéndose un ascenso y desplazamiento a la izquierda en la Figura 68, Figura 69 y Figura 70 y, un posterior descenso en la Figura 71, Figura 72 y Figura 73.

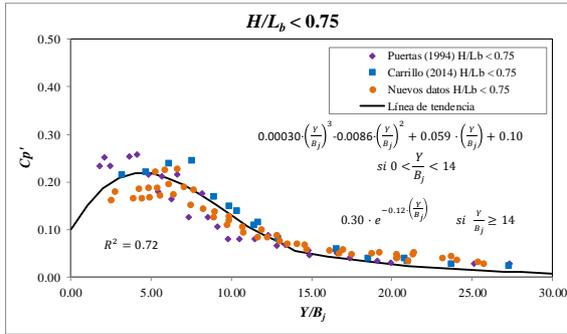


Figura 68. Ajuste del coeficiente de presión dinámica fluctuante para el rango $H/L_b < 0.75$.

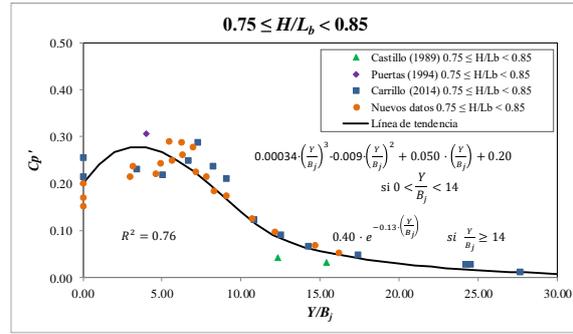


Figura 69. Ajuste del coeficiente de presión dinámica fluctuante para el rango $0.75 \leq H/L_b < 0.85$.

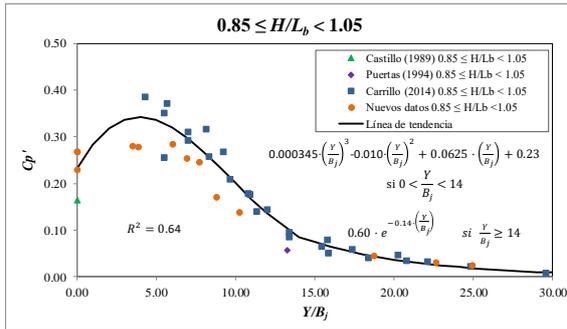


Figura 70. Ajuste del coeficiente de presión dinámica fluctuante para el rango $0.85 \leq H/L_b < 1.05$.

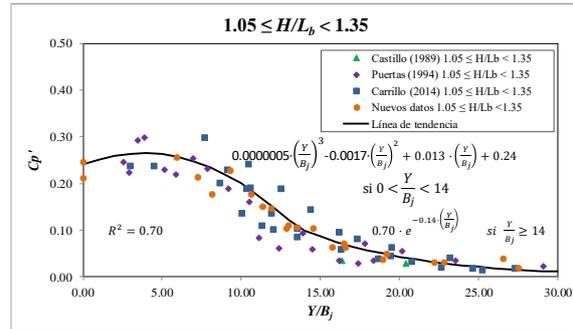


Figura 71. Ajuste del coeficiente de presión dinámica fluctuante para el rango $1.05 \leq H/L_b < 1.35$.

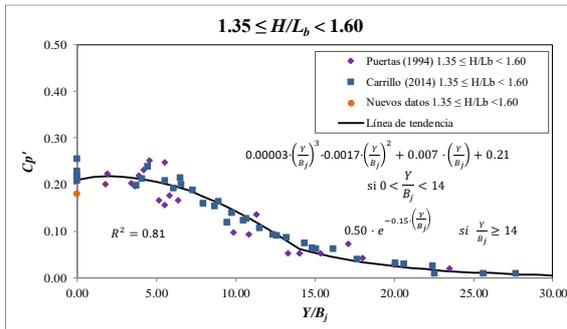


Figura 72. Ajuste del coeficiente de presión dinámica fluctuante para el rango $1.35 \leq H/L_b < 1.60$.

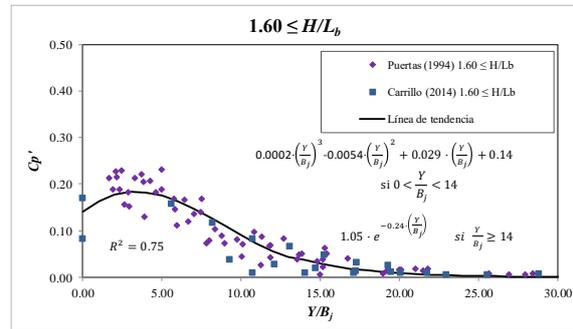


Figura 73. Ajuste del coeficiente de presión dinámica fluctuante para el rango $1.60 \leq H/L_b$.

En la Figura 74 se muestra la variación del coeficiente de presión dinámica fluctuante de todos los valores agrupados por familias de H/L_b .

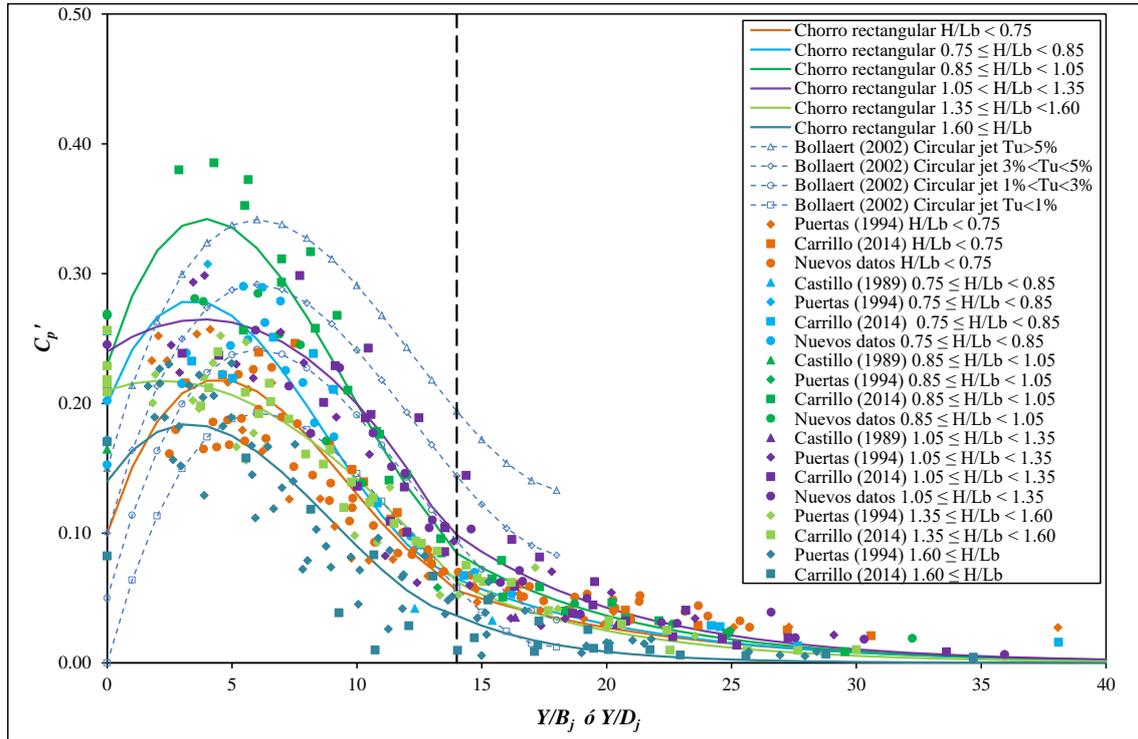


Figura 74. Variación del coeficiente de presión dinámica fluctuante con la relación Y/B_j para H/L_b .

Los parámetros de las ecuaciones (49) y (50) y sus respectivos coeficientes de correlación R^2 se obtienen de los anteriores ajustes polinómicos y potenciales, resumidos en la siguiente tabla para los diferentes valores de H/L_b .

H/L_b	$0 < Y/B_j < 14$ Polinómico				$Y/B_j \geq 14$ Exponencial		R^2
	A	b	c	d	a	b	
< 0.75	0.0003000	-0.0086	0.0590	0.100	0.30	0.12	0.72
$0.75-0.85$	0.0003400	-0.0090	0.0500	0.200	0.40	0.13	0.76
$0.85-1.05$	0.0003450	-0.0100	0.0625	0.230	0.60	0.14	0.66
$1.05-1.35$	0.0000005	-0.0017	0.0130	0.240	0.70	0.14	0.70
$1.35-1.60$	0.0000300	-0.0017	0.0070	0.210	0.50	0.15	0.81
> 1.60	0.0002000	-0.0054	0.0290	0.140	1.05	0.24	0.75

Tabla 14. Parámetros para el cálculo del coeficiente de presión dinámica fluctuante.

El coeficiente de presión dinámica fluctuante (C_p') tiende a incrementarse desde $H/L_b \leq 0.75$ hasta obtener el valor máximo para una relación H/L_b en torno a 0.85-1.05, ya que es en ese rango donde se alcanza la longitud de rotura. Alrededor de dicha longitud el grado de turbulencia del chorro aumenta, incrementándose el coeficiente de presión fluctuante. Cuando el chorro está completamente desarrollado, su influencia se extiende sobre una superficie más amplia, reduciéndose la magnitud de las fluctuaciones.

Bollaert (2002) y Bollaert y Schleiss (2003) obtuvieron los valores de C_p' para chorros circulares.

Sus curvas de ajuste muestran un valor máximo cuando $Y/D_j \approx 6$, incrementándose conforme la intensidad turbulenta aumenta (Figura 74). El valor promedio propuesto por Ervine *et al.* (1997) obtiene igualmente el máximo cuando $Y/D_j \approx 6$, con un valor pico similar a los resultados de Bollaert con la menor turbulencia inicial.

En el caso de chorros rectangulares, los valores máximos se obtienen para $Y/B_j \approx 4.5$ cuando $H/L_b < 1.05$ (chorros no desarrollados) y para $Y/B_j \approx 5$ cuando $H/L_b > 1.05$ (chorros desarrollados).

6.6. Coeficientes de presión dinámica extrema

Como afirma Carrillo (2014), la aplicabilidad de las mediciones de valores extremos a escala de prototipo resulta cuestionable. La magnitud de las mediciones resulta altamente dependiente de las distribuciones de los valores extremos, que a su vez dependen de las características turbulentas existentes en el cuenco de disipación y de la longitud temporal de las observaciones. Lopardo (1988) recomienda el valor de corte límite con el percentil 1% como una solución práctica para la fase de diseño.

A partir de las siguientes expresiones se han analizado las fluctuaciones máximas y mínimas definiéndolas en términos de coeficientes de presión:

$$C_p^+ = \frac{P_{max} - H_m}{\frac{v^2}{2 \cdot g}} \quad (51)$$

$$C_p^- = \frac{H_m - P_{max}}{\frac{v^2}{2 \cdot g}} \quad (52)$$

donde p_{max} y p_{min} son los valores instantáneos máximos y mínimos del registro de presiones respectivamente, considerando diferentes percentiles de corte, mientras que H_m es la presión media obtenida en la solera del cuenco de disipación.

En la Figura 75 se muestran los valores del coeficiente de presión dinámica máxima obtenidos por distintos autores y considerando las parejas de percentiles 1-99% y 5-95% de Carrillo (2014). En la Figura 76 se observan los valores de dicho coeficiente de presión dinámica máxima agrupados por familias de H/L_b , en donde se puede apreciar una ligera tendencia en función del rango de agrupamiento, aunque no lo suficiente como para permitir una clara identificación de subgrupos.

En la Figura 77 se muestran los valores del coeficiente de presión dinámica mínima obtenidos por diferentes autores y considerando las parejas de percentiles 1-99% y 5-95% de Carrillo (2014), mientras que en la Figura 78 se observan los valores de dicho coeficiente de presión dinámica mínima agrupados por familias de H/L_b . Se puede apreciar una ligera tendencia en función del rango de H/L_b aunque no se ha obtenido una clara relación.

ANÁLISIS Y DISCUSIÓN DE RESULTADOS

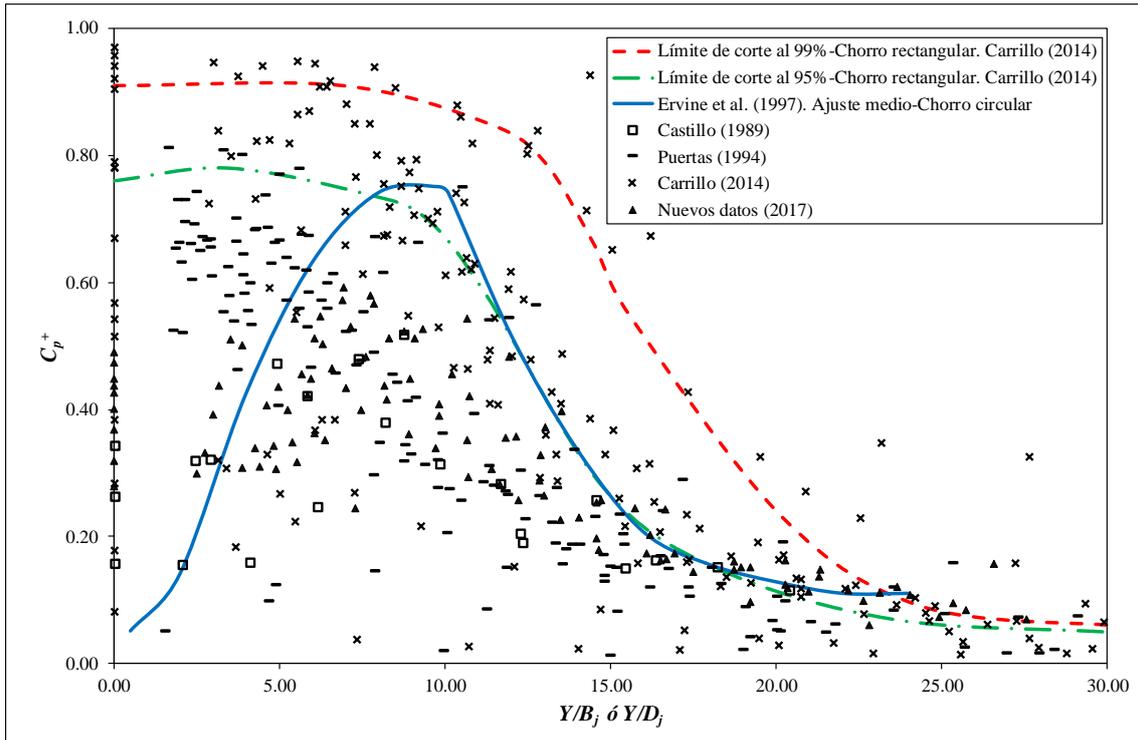


Figura 75. Variación del coeficiente de presión dinámica máxima con el colchón de agua.

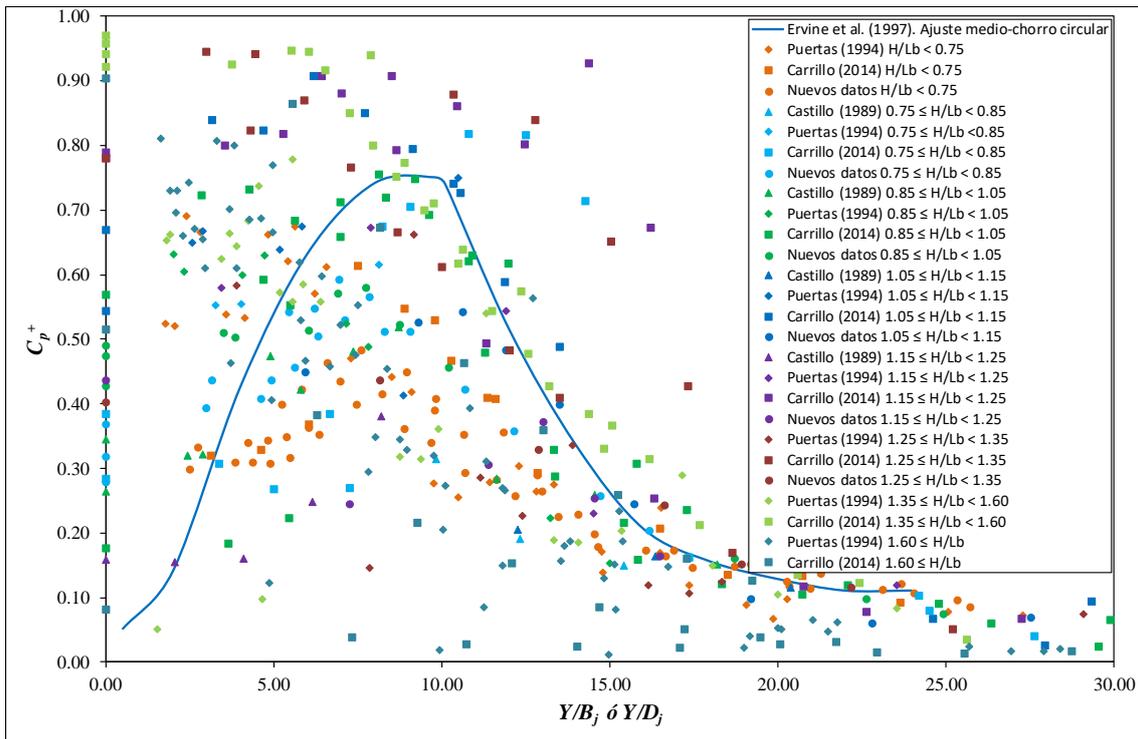


Figura 76. Variación del coeficiente de presión dinámica máxima con el colchón de agua para los diferentes rangos de H/L_b .

ANÁLISIS Y DISCUSIÓN DE RESULTADOS

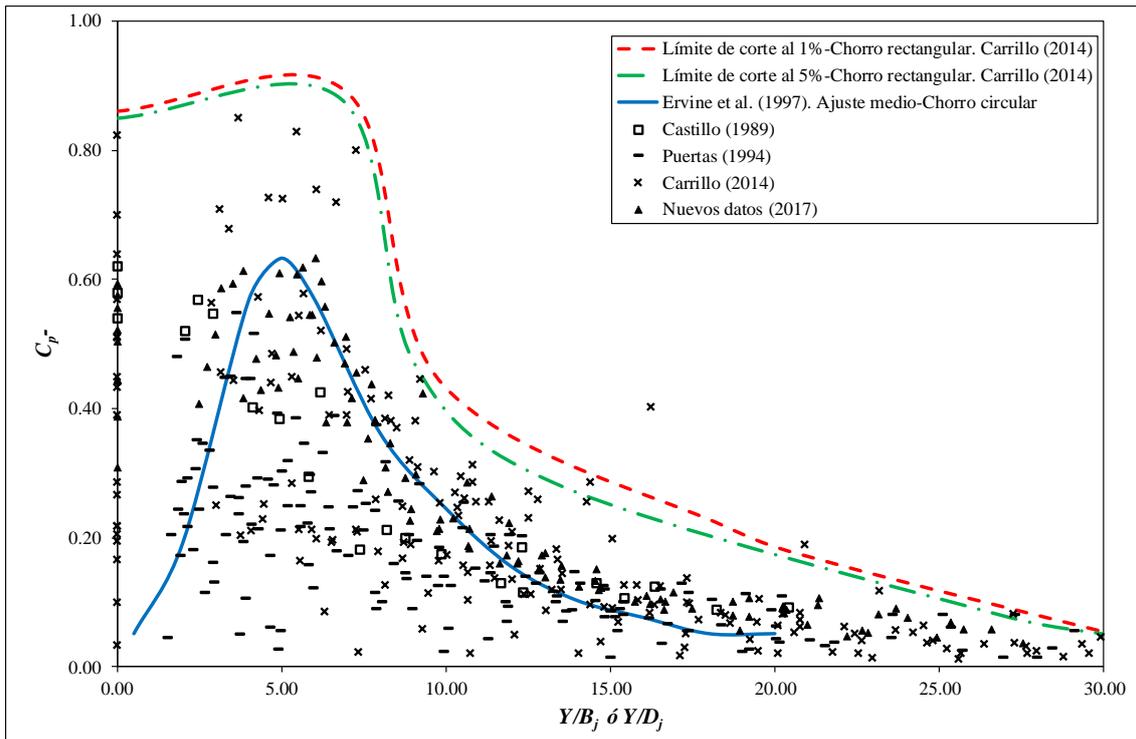


Figura 77. Variación del coeficiente de presión dinámica mínima con el colchón de agua.

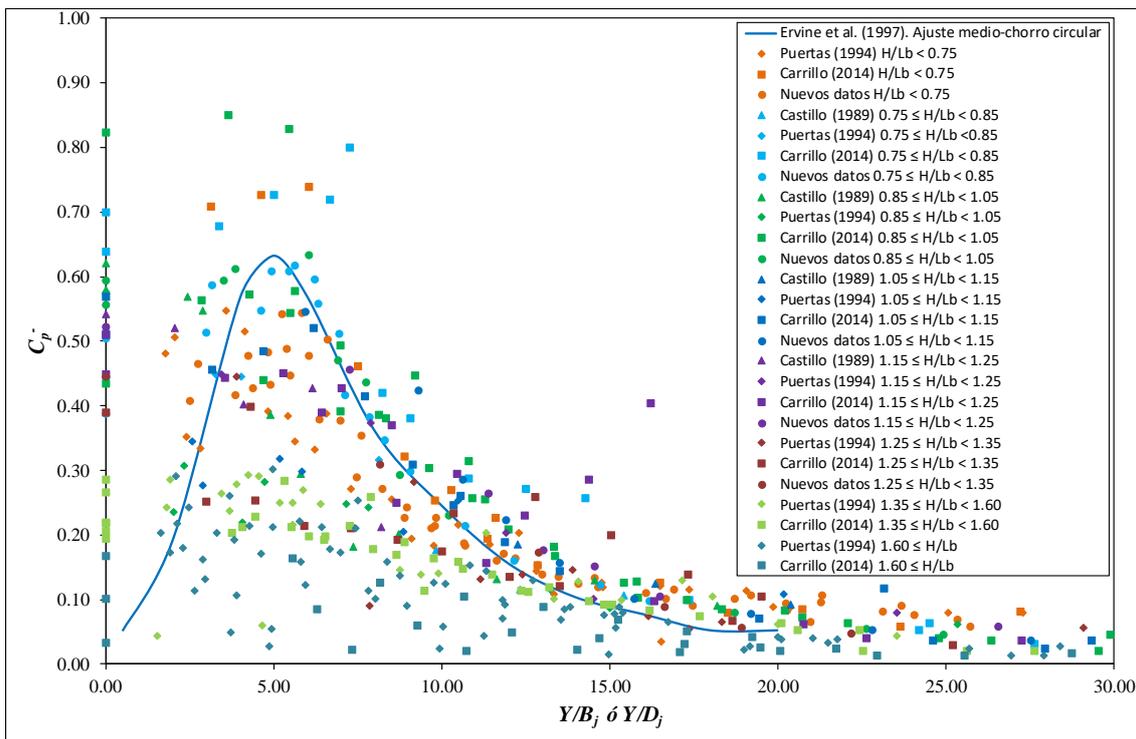


Figura 78. Variación del coeficiente de presión dinámica mínima con el colchón de agua para para los diferentes rangos de H/L_b .

Los valores de C_p^+ máximos se da para relaciones $Y/B_j \approx 5-10$, mientras que los valores de C_p^- se obtienen para relaciones $Y/B_j < 5-7$ (colchón no efectivo).

Muchos de los valores en chorros rectangulares están por debajo de los resultados de chorros circulares. Esto puede ser debido a que el ensayo de chorros rectangulares es mucho más aireado que el de chorros circulares (en chorros rectangulares $H/L_b > 0.70$, mientras que en chorros circulares $H/L_b < 0.50$).

6.7. Distribución de presiones medias alrededor del punto de estancamiento

Para el estudio de la distribución de presiones en el entorno del punto de estancamiento, Castillo (1989) analizó los resultados obtenidos por diversos autores. Se define $b_{distrib}$ como el ancho de la región de influencia de la presión (distancia entre los puntos situados aguas arriba y aguas abajo del punto de estancamiento donde la presión media es $p = H_m/2$), mientras que y_k es el calado necesario para que se desintegre el núcleo central del chorro en el colchón de agua.

Con el fin de determinar la distribución de presiones, se ha considerado la siguiente expresión:

$$\frac{p}{H_m} = e^{-\Phi\left(\frac{x}{b}\right)} \quad (53)$$

donde p es la presión dinámica media en la solera del cuenco, H_m la presión dinámica media en el punto de estancamiento, x la distancia horizontal desde el punto de estancamiento al punto considerado, e Y el colchón de agua. El parámetro ϕ puede ser obtenido de la Tabla 10.

Se ha obtenido un adecuado ajuste entre las distintas formulaciones y los datos obtenidos por Castillo (1989), Puertas (1994) Carrillo (2014) y el presente trabajo (Figura 90).

Se observa en la Figura 79 que los datos obtenidos en laboratorio durante este estudio están muy próximos a las expresiones de Cola, Aki (1969) (considerando $b_{distrib} = 0.23Y$), Hartung y Häusler (1973) (cuando $y_k = 7.2B_j$) y Beltaos (1976), que están obtenidas con chorros no aireados. Esto es debido a que los datos han sido tomados bajo condiciones de elevado caudal y baja altura, por lo que gran cantidad de datos no alcanza la longitud de rotura.

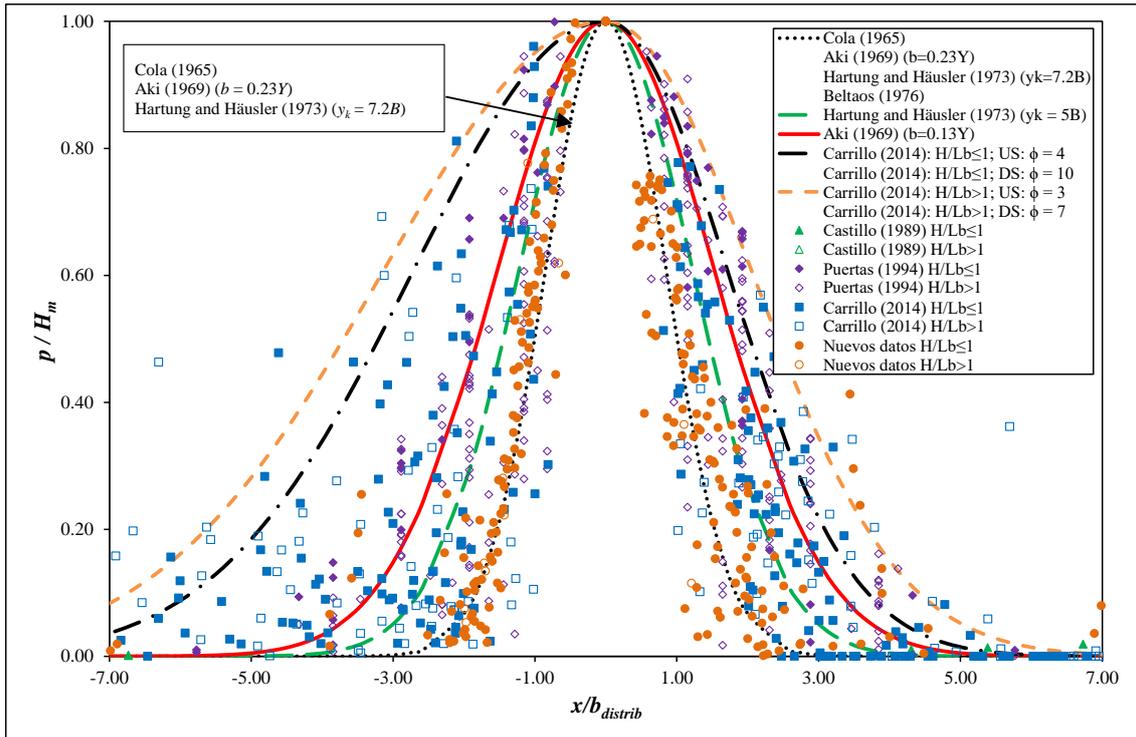


Figura 79. Distribución de presiones dinámicas medias alrededor del punto de estancamiento en función del parámetro $b_{distrib}$.

Ervine *et al.* (1997) consideraron que la variación del coeficiente de presión dinámica media en la dirección longitudinal $C_p(x)$ puede ser obtenida con la siguiente expresión general:

$$\frac{C_p(x)}{C_p} = e^{-K_2 \left(\frac{x}{Y}\right)^2} \quad (54)$$

donde x es la distancia horizontal al punto de estancamiento, Y el colchón de agua en el cuenco y K_2 un parámetro de ajuste.

La distribución de Ervine *et al.* (1997) (válida para $H/Lb \leq 0.5$) para chorros circulares concuerda con los resultados obtenidos en laboratorio con chorros rectangulares poco aireados. Por tanto, los datos obtenidos en laboratorio se deben a chorros muy compactos. (Figura 80).

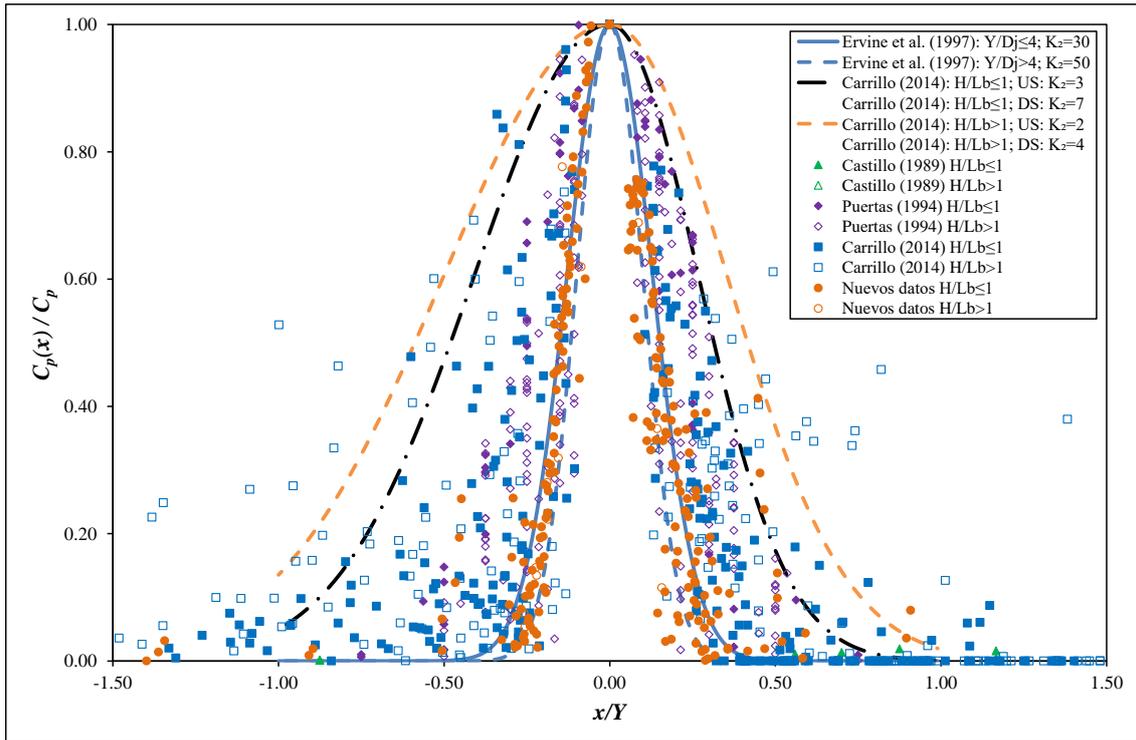


Figura 80. Distribución de presiones dinámicas medias alrededor del punto de estancamiento en función de la relación x/Y .

De un modo similar, Bollaert (2002) consideró que la distribución longitudinal del coeficiente de presión dinámica media $C_p(x)$ puede ser obtenida en función de la relación adimensional x/x_{max} :

$$\frac{C_p(x)}{C_p} = e^{-K_3 \left(\frac{x}{x_{max}}\right)^2} \quad (55)$$

donde x_{max} es la extensión longitudinal máxima del área influenciada por la capa de corte turbulenta del chorro incidente y K_3 un parámetro de ajuste.

Como en el caso anterior, las distribuciones de Bollaert (válidas para $H/L_b < 0.5$) concuerdan con los resultados de chorros rectangulares obtenidos cuando el chorro está poco aireado. Por tanto, se tiene un buen ajuste con los datos obtenidos en la campaña de laboratorio (Figura 81).

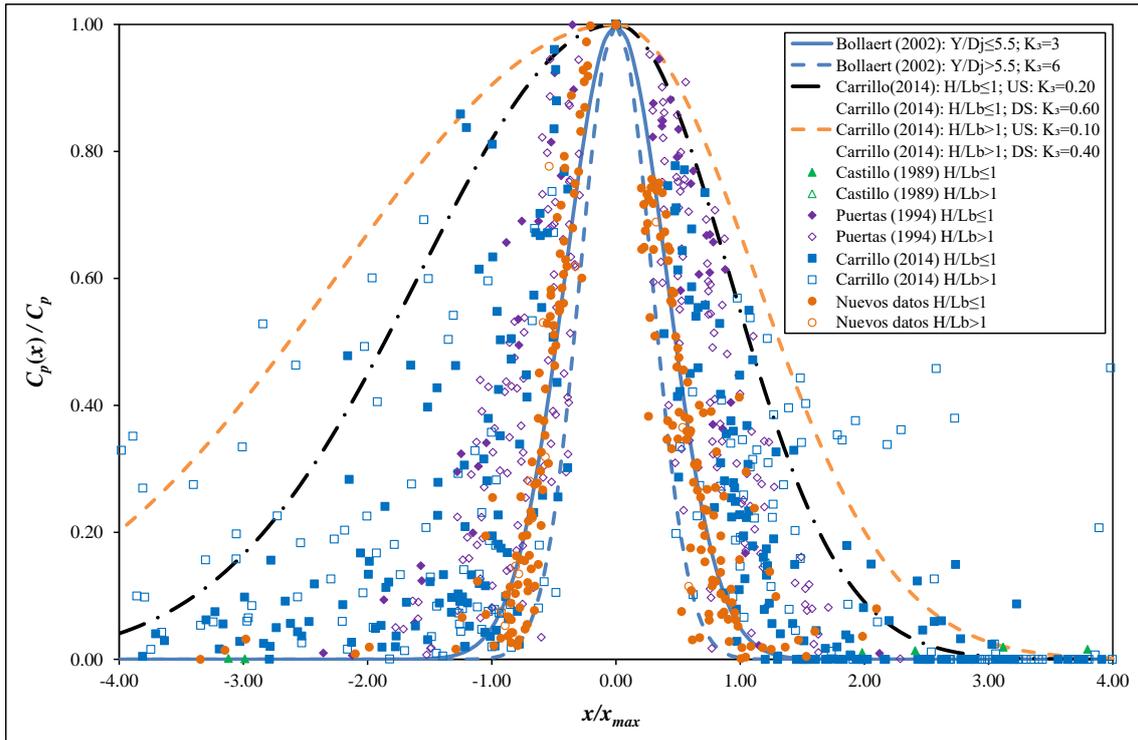


Figura 81. Distribución de presiones dinámicas medias alrededor del punto de estancamiento en función de la relación x/x_{max} .

7. CONCLUSIONES

Este proyecto ha consistido en el estudio de las presiones en cuencos de disipación situados aguas abajo de un aliviadero de vertido libre. Se ha realizado la campaña de mediciones en una infraestructura de laboratorio específicamente diseñada para tal fin.

Se han realizado nuevos estudios experimentales en laboratorio con el fin de mejorar el diseño de las estructuras de disipación y avanzar en el conocimiento de los chorros turbulentos.

Para el estudio de presiones en la solera del cuenco se consideran modelos experimentales diferentes. Los datos de las Tesis Doctorales de Castillo (1989), Puertas (1994) y Carrillo (2014) se complementaron con 111 ensayos obtenidos en una nueva instalación de laboratorio. Las 475 configuraciones abarcan un rango de $0.42 \leq H/L_b \leq 3.06$ para el estudio de presión en el punto de estancamiento y distribuciones de presiones en el entorno del punto de estancamiento.

En la nueva campaña de datos realizada se obtuvieron gran cantidad de valores con $H/L_b < 0.75$, lo que significa que el chorro está poco aireado. Además, no se alcanza la longitud de rotura, ya que este estudio se ha realizado con grandes caudales y con la posición más baja disponible en el laboratorio (chorro no desarrollado).

Se han considerado ocho familias de curvas que describen el comportamiento de C_p en función de la relación H/L_b , válidas para el rango $0.75 \leq H/L_b \leq 1.60$; y en función de la relación L/L_b , válidas para el rango $0.80 \leq L/L_b \leq 1.60$. Los resultados concuerdan con los datos bien documentados de chorros circulares poco aireados ($H/L_b \leq 0.50$) obtenidos por diversos autores. Destacar que, para el caso L/L_b se obtienen unos mejores ajustes de R^2 para los intervalos comprendidos entre 0.85 y 1.20, mientras que para rangos mayores y menores, el ajuste es superior con H/L_b .

Los valores de los coeficientes de presión dinámica fluctuante de los chorros rectangulares son muy similares a los obtenidos en chorros circulares. El valor máximo de estos coeficientes de presión se encuentra para relaciones H/L_b entre 0.85 y 1.05. Se ha obtenido una relación entre el coeficiente de presión fluctuante y el grado de rotura del chorro (ver Figura 74).

Los valores de los coeficientes de presión dinámicas extremas no han permitido establecer una clara agrupación. Los datos obtenidos concuerdan con los resultados publicados anteriormente (ver Figura 75 y Figura 77).

Para caracterizar la distribución de la presión en el entorno del punto de estancamiento se han realizado tres caracterizaciones, en donde se observa que los chorros rectangulares medidos en la nueva campaña muestran una región de distribución de presión muy similar a los chorros circulares, debido a que los chorros medidos son muy compactos. El comportamiento es asimétrico debido a la inclinación del chorro incidente y a la influencia de la pared situada aguas arriba (ver Figura 79, Figura 80 y Figura 81).

8. FUTUROS DESARROLLOS

Para futuros desarrollos sería interesante realizar una campaña de mediciones más extensa, buscando que se abarque un mayor rango de caudales y las tres posiciones disponibles en el laboratorio. Esta campaña permitiría realizar una completa caracterización de presiones dinámicas medias, fluctuantes, extremas y distribución de presiones medias en el entorno del punto de estancamiento, tanto para la relación H/L_b , como para L/L_b . Así se podría observar el efecto de la influencia del vuelo en el chorro.

Analizar cómo influye el cálculo del ancho transversal del chorro incidente (B_j), ya que, en este caso, se ha obtenido realizando una corrección a las ecuaciones obtenidas por Carrillo (2014) y se debería caracterizar una nueva ecuación para la nueva instalación.

También, se debería continuar intentando mejorar la caracterización de la zona de rotura del chorro, ya que su medición en laboratorio resulta compleja.

Sería recomendable realizar campañas de mediciones con distintos tipos de sensores y ver las diferencias.

Además, se podrían emplear redes neuronales o máquinas de vectores soporte para intentar mejorar la caracterización del chorro.

En otra línea, se debe profundizar más en el campo de la frecuencia.

Igualmente, es recomendable caracterizar con equipos de fibra óptica y/o cámaras de alta velocidad las características del chorro vertiente para estudiar el espesor del chorro y la disipación de energía durante la caída.

9. BIBLIOGRAFÍA

- Aki, S. (1969). Study of the efficiency of the water cushions in free falling jets. *Journal of the Central Electric Research Institute*, (in Japanese).
- Albertson, M. L., Dai, Y. B., Jenson, R. A., & Rouse, H. (1950). Diffusion of submerged jets. *Proceedings ASCE*, 74.
- Annandale, G. W. (2006). *Scour technology. Mechanism and engineering practice*. McGraw-Hill.
- Armengou, J. (1991). Vertido libre por coronación de presas bóveda. PhD Thesis. Universitat Politècnica de Catalunya, Spain, (in Spanish).
- Bazin, H. E. (1896). Expériences nouvelles sur l'écoulement en déversoir. *Annales des Ponts et Chaussées*, 7, 249-357, (in French).
- Beltaos, S. (1976). Oblique impingement of circular turbulent jets. *Journal of Hydraulic Research*, 14(1), 17-36.
- Blazquez A. (2011). Medida y validación de presiones al pie de un vertido libre. Proyecto Final de Carrera. Universidad Politécnica de Cartagena, Murcia, España.
- Bollaert, E. F. (2002). Communication N° 13. Transient water pressures in joints and formation of rock scour due to high-velocity jet impact. (A. J. Schleiss, Ed.) Laboratory of Hydraulic Constructions (LHC), École Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL), Switzerland.
- Bollaert, E. F., & Schleiss, A. (2001). A new approach for better assessment of rock scouring due to high velocity jets at dams spillways. *Proceedings of the ICOLD European Symposium*. Geiranger, Norway.
- Bollaert, E. F., & Schleiss, A. (2001). Air bubble effects on transient water pressures in rock fissures due to high velocity jet impact. *Proceedings of the XXICth IAHR Congress*. Beijing, China.
- Bollaert, E. F., & Schleiss, A. (2003). Scour of rock due to the impact of plunging high velocity jets. Part 1: A state-of-the-art review. *Journal of Hydraulic Research*, 41(5), 451-464.
- Bollaert, E. F., & Schleiss, A. (2003). Scour of rock due to the impact of plunging high velocity jets. Part 2: Experimental result of dynamic pressures at pool bottoms and in one- and two-dimensional closed end rock joints. *Journal of Hydraulic Research*, 41(5), 465-480.
- Bos, M. G. (1989). *Discharge measurement structures (Third revised ed.)*. International Institute for Land Reclamation and Improvement/ILRI.
- Carrillo J. M. (2014). Metodología numérica y experimental para el diseño de los cuencos de disipación en el sobrevertido de presas de fábrica. PhD Thesis. Universidad Politécnica de Cartagena, Murcia, España.

- Castillo, L. G. (1989). Metodología experimental y numérica para la caracterización del campo de presiones en los disipadores de energía hidráulica. Aplicación al vertido libre en presas bóveda. PhD Thesis. Universitat Politècnica de Catalunya, Spain, (in Spanish).
- Castillo, L. G. (1990). Comprobación y unificación de las formulaciones de la presión dinámica media de un chorro incidente en el punto de estancamiento y la zona de influencia. XIV Congreso Latinoamericano de Hidráulica, 1, págs. 383-392. Montevideo, Uruguay, (in Spanish).
- Castillo, L. G. (2002). Parametrical analysis of the ultimate scour and mean dynamic pressures at plunge pools. En A. A. Balkema, Rock scour due to falling high-velocity jets (págs. 95-104). A. J. Schleiss and E. F. R. Bollaert.
- Castillo, L. G. (2006). Aerated jets and pressure fluctuation in plunge pools. The 7th International Conference on Hydroscience and Engineering (ICHE-2006), IAHR, ASCE. Philadelphia, USA: Drexel University. College of Engineering. DSpace Digital Lybrary. DU Haggerty Library.
- Castillo, L. G. (2007). Pressure characterization of undeveloped and developed jets in shadow and deep pool. Proceedings of XXXII IAHR Congress. 2, págs. 645-655. Venice, Italy: International Association for Hydro-Environment Engineering and Research (IAHR).
- Castillo, L. G. (2011). Aireación natural y forzada de flujos en vertido libre por coronación de presas y su difusión en cuencos de disipación de energía hidráulica. Memoria técnica. BIA 2011-28758-C03-02. Ministerio de Economía y Competitividad, Spain, (in Spanish).
- Castillo, L. G., & Carrillo, J. M. (2011). Numerical simulation and validation of hydrodynamics actions in energy dissipation devices. 34th International Association of Hydraulic Engineering & Research Congress, IAHR, (págs. 4416-4423). Brisbane, Australia.
- Castillo, L. G., Carrillo, J. M., & Blázquez, A. (2014). Plunge pool mean dynamic pressures: a temporal analysis in nappe flow case. Accepted for publication in the Journal of Hydraulic Research.
- Castillo, L. G., Carrillo, J. M., & Sordo-Ward, A. (2014). Simulation of overflow nappe impingement jets. Accepted for publication in the Journal of Hydroinformatics.
- Castillo, L. G., Dolz, J., & Polo, J. (1991). Acquisition and analysis of data to characterize dynamic actions in hydraulic energy dissipators. XXIV IAHR Congress, D, págs. 273-280. Madrid, Spain.
- Castillo, L. G., Puertas, J., & Dolz, J. (1999). Discussion of "Pressures fluctuations on plunge pool floors" by D. A. Ervine, H. T. Falvey and W. A. Withers. Journal of Hydraulic Research, 37(2), 272-277.
- Castillo, L. G., Puertas, J., & Dolz, J. (2007). Discussion of "Scour of rock due to the impact of plunging high velocity jets. Part I: A state-of-the-art review" by E. F. R. Bollaert and A. J. Schleiss. Journal of Hydraulic Research, 45(6), 853-858.

- Cola, R. (1965). Energy dissipation of a high-velocity vertical jet entering a basin. Proceedings of the 11th Congress of the IAHR. Leningrad.
- Comité Nacional Español de Grandes Presas (CNEGP). (1997). Guía Técnica de Seguridad de Presas N° 5. Aliviaderos y Desagües. CNEGP.
- Creager, W. P. (1917). Engineering of Masonry Dams. New York, USA: John Wiley & Sons.
- Cui-Guang-Tao, Lin-Ji-Yong, & Liang-Xing-Rong. (1985). Study on the force and effect of the Arch dam overflow water tongue on the river bed. Journal of Hydraulic Engineering, 8, 53-68, (in Chinese).
- D'Alpaos, L., & Ghetti, A. (1984). Some new experiments on surface tension and viscosity effects on the trajectory of a falling jet. Symposium on Scale Effects in Modelling Hydraulic Structures, (págs. 1-8). Esslingen.
- Davies, J. T. (1972). Turbulence Phenomena. Academic Press, New York and London.
- Ervine, D. A., & Falvey, H. R. (1987). Behaviour of turbulent jets in the atmosphere and plunge pools. Proceedings of the Institutions of Civil Engineers, 83 (2), págs. 295-314.
- Ervine, D. A., Falvey, H. R., & Withers, W. (1997). Pressure fluctuations on plunge pool floors. Journal of Hydraulic Research, 35(2), 257-279.
- Franzetti, S., & Tanda, M. G. (1984). Getti deviati a simmetria assiale. Report of Istituto di Idraulica e Costruzioni Idrauliche. Politecnico di Milano, Italy, (in Italian).
- Franzetti, S., & Tanda, M. G. (1987). Analysis of turbulent pressure fluctuation caused by a circular impinging jet. Proceedings of the International Conference on New Technology in Model Testing in Hydraulic Research, (págs. 85-91). India.
- Hartung, F., & Häusler, E. (1973). Scours, stilling basins and downstream protection under free overfall jets at dams. Proceedings of the 11th Congress on Large Dams, (págs. 39-56). Madrid, Spain.
- Horeni, P. (1956). Disintegration of a free jet of water in air. Vyzkumny Ustav Vodohospodarsky Prace a Studie, Sesit 93. Prague, Czechoslovakia, (in Czech).
- Icold (Commission Internationale des Grands Barrages) (1928-actualidad). International Commission on Large Dams. Role of Dams. Recuperado de <http://www.icold-cigb.net>.
- Krothapalli, A., Baganoff, D., & Karamcheti, K. (1981). On the mixing of a rectangular jet. Journal of Fluid Mechanics, 107, 201-220.
- Lencastre, A. (1961). Descarregadores de lâmina livre. Lisbon, Portugal: LNEC, (in Portuguese).
- Lopardo, R. (1988). Stilling basin pressure fluctuations. Proceedings of the International Conference on model-prototype correlation in hydraulic structures, (págs. 56-73). Colorado Springs, Colorado.

- Lopez J. (2012). Medida y validación de presiones al pie de un vertido. Proyecto Final de Carrera. Universidad Politécnica de Cartagena, Murcia, España.
- Martínez M. (2013). Medida y validación de presiones al pie de un vertido libre. Análisis de calados en el cuenco. Proyecto Final de Carrera. Universidad Politécnica de Cartagena, Murcia, España.
- McKeogh, E., & Elsayy, E. (1980). Air retained in pool by plunging water jet. *Journal of the Hydraulics Division*, 106(10), 1577-1593.
- Moore, W. L. (1943). Energy loss at the base of a free overfall. *Transactions American Society of Civil Engineering*, 108, 1343-1360.
- Perez F.J. (2007-2009). Suficiencia Investigadora. Universidad Politécnica de Cartagena, Murcia, España.
- Puertas, J. (1994). Criterios hidráulicos para el diseño de cuencos de disipación de energía en presas bóveda con vertido libre por coronación. PhD Thesis. Universitat Politècnica de Catalunya, Spain, (in Spanish).
- Puertas, J., & Dolz, J. (2002). Pressure fields due to the impingement of free falling jets on a riverbed. En A. J. Schleiss, & E. F. Bollaert (Edits.), *Rock scour due to falling high-velocity jets* (págs. 105-114). The Netherlands: A. A. Balkema - Swets & Zeitlinger.
- Puertas, J., & Dolz, J. (2005). Plunge pool pressures due to a falling rectangular jet. *Journal of Hydraulic Engineering*, 131(5), 404-407.
- Ramos, C. M. (1988). Hydrodynamic actions on hydraulic structures. LNEC-65/53/315.
- Scimemi, E. (1930). Sulla forma delle vene tracimanti. *L'Energia Elettrica*, 7(4), 293-305, (in Italian).
- United States Bureau of Reclamation (USBR). (2007). *Diseño de pequeñas presas* (3 ed.). Bellisco. Ediciones técnicas y científicas.
- Wahl, T. L., Frizell, K. H., & Cohen, E. A. (2008). Computing the Trajectory of Free Jets. *Journal of Hydraulic Engineering*, 134(2), 256-260.
- Xu Duo-Ming. (1983). Pressao no fundo de um canal devido ao choque de um jacto plano, e suas caracteristicas de fluctuacao, Translation from chinese by J. A. Pinto de Campos. Lisbon, Portugal, (in Portuguese).