



UNIVERSIDAD NACIONAL DE COLOMBIA

Evaluación de geometrías de canales de refrigeración por película en álabes de turbinas de gas

Christian David Pinzón Rincón

Universidad Nacional de Colombia
Facultad de Ingeniería, Departamento de Ingeniería Mecánica y Mecatrónica
Ciudad, Colombia
Año 2023

Evaluación de geometrías de canales de refrigeración por película en álabes de turbinas de gas

Christian David Pinzón Rincón

Tesis o trabajo de grado presentada(o) como requisito parcial para optar al título de:
Magister en Ingeniería Mecánica

Director:

Ing. Carlos A. Duque Daza, Ph.D. M.Sc. Mech.Eng.

Línea de Investigación:

Ingeniería Térmica y Fluidos

Grupo de Investigación:

GNUM

Universidad Nacional de Colombia

Facultad de Ingeniería, Departamento de Ingeniería Mecánica y Mecatrónica

Bogotá D.C, Colombia

Año 2023

Dedicatoria

A mis padres Álvaro y Sandra.
A mis hermanos Andrés, Paula y Lorena.

Agradecimientos

Agradezco a Dios y a mi familia por su incondicional apoyo. También deseo expresar mi gratitud al profesor Carlos Duque por su invaluable ayuda académica, la cual fue fundamental para la elaboración de este trabajo. Además, quiero reconocer a todas las personas que contribuyeron de alguna manera en su desarrollo, como compañeros y profesores de la Universidad Nacional de Colombia.

Resumen

Evaluación de geometrías de canales de refrigeración por película en álabes de turbinas de gas

La refrigeración por película ha permitido incrementar las temperaturas de trabajo en álabes de turbinas de gas, al mantener parte de la superficie cubierta por un flujo de refrigerante de menor temperatura que el flujo principal de los gases de combustión. El rendimiento de la refrigeración por película está altamente influenciado por la relación de velocidades entre el flujo de refrigeración y el flujo principal de gases calientes, así como de la geometría de descarga, principalmente. La influencia de estos parámetros genera fenómenos como la formación de vórtices, los cuales pueden atenuar o acelerar la separación del refrigerante, dependiendo el caso. Una técnica usada para mejorar el rendimiento de refrigeración ha sido colocar obstáculos o resaltos aguas arriba del agujero de descarga, los cuales retardan la mezcla del refrigerante con el flujo principal. En este trabajo se analizó, mediante simulaciones numéricas de flujo incompresible en OpenFoam, el efecto generado por la presencia de dos diferentes obstáculos aguas arriba de la descarga de refrigerante sobre una placa plana. El análisis se llevó a cabo mediante la evaluación de diferentes indicadores de rendimiento de refrigeración, en el que se evaluarón tres configuraciones diferentes de la placa plana: sin obstáculo, con obstáculo triangular y con obstáculo curvo. En los tres casos la relación de velocidades entre el chorro y el flujo principal fue de uno ($U_c/U_\infty = 1$). Encontrándose que al agregar obstáculos se tiene un incremento en la efectividad de enfriamiento promedio ($\bar{\eta}$) y el flujo de calor neto reducido (NHFR), debido a que estos generan una mejor propagación lateral en la descarga del refrigerante al no separarse tempranamente de la superficie. El obstáculo curvo es el de mejor desempeño al tener la mayor ($\bar{\eta}$) y el mayor (NHFR) respecto a los demás casos.

Palabras clave: Refrigeración por película, chorro en flujo cruzado, efectividad de enfriamiento, coeficiente de transferencia de calor por convección, calor neto reducido.

Abstract

Evaluation of film cooling channel geometries in gas turbine blades

Film cooling technology has increased the operating temperature of gas turbine blades and vanes. The refrigerant film cools part of the surface, keeping it at a lower temperature than the main stream of combustion gases. The performance of film cooling is affected by the velocity of the refrigerant relative to the main stream (velocity relation), and the geometry of the holes through which the refrigerant is discharged. These parameters can generate vortices, which can either diminish or accelerate the separation of the refrigerant from the surface. In this work, the effect of placing a triangular and a circular obstacle upstream of the refrigerant discharge in a flat plate was carried out by means of numerical simulation of incompressible flow with OpenFoam software. The analysis was conducted by evaluating different performance indicators of film cooling. Three different configurations of flat plate were evaluated: without obstacle, triangular obstacle and curved obstacle. The velocity relation of the three cases was set as one ($U_c/U_\infty = 1$). It was found that adding obstacles increased the average cooling effectiveness ($\bar{\eta}$) and the net heat flux reduction (NHFR). This is because obstacles promote better lateral spreading of the coolant, preventing early separation from the surface. Among the obstacles simulated, the circular one showed the best performance, due to their average film cooling effectiveness ($\bar{\eta}$) and the net heat flux reduction (NHFR) was the highest.

Keywords: Film cooling, jet in cross flow, cooling effectiveness, heat transfer coefficient by convection, net heat flux reduction.

Contenido

Agradecimientos	VII
Resumen	IX
Lista de figuras	XIII
Lista de tablas	XV
1 Introducción	2
2 Refrigeración por Película	7
2.1 Chorro en flujo cruzado	7
2.1.1 Parámetros de la inyección de refrigerante.	10
2.1.2 Parámetros de la geometría de inyección.	11
2.1.3 Efectos del flujo principal y la superficie	13
2.2 Indicadores de rendimiento	17
2.3 Correlaciones teóricas	18
2.3.1 Modelo de sumidero de calor	19
2.3.2 Modelo 2D de sumidero de calor incompresible basado en integración	22
2.3.3 Modelo que considera el efecto del ángulo de inyección y la temperatura adiabática - Goldstein y Haji-Sheikh	23
2.4 Correlaciones teórico-experimentales	23
3 Casos de refrigeración por película	27
3.0.1 Condiciones de Frontera	29
3.1 Generación de malla	31
3.2 Ecuaciones Gobernantes	33
3.2.1 Ecuación de continuidad	33
3.2.2 Ecuación de momentum	33
3.2.3 Ecuación de Transporte	34
3.3 Métodos Numéricos y Algoritmos	34
4 Resultados	36
4.1 Estudio de sensibilidad de malla y validación del modelo computacional . . .	36
4.2 Estructura del flujo	40

4.3	Efectividad de enfriamiento (η)	47
4.4	Transferencia de Calor	51
5	Conclusiones	54
5.0.1	Recomendaciones y trabajos futuros.	55

Lista de Figuras

1-1	Tomado y adaptado de: International Energy Agency – Capturing the Multiple Benefits of Energy Efficiency [2]	2
1-2	Curva de rendimiento del compresor. Tomado de Garcia et al [7]	4
1-3	Tendencia de la temperatura máxima alcanzada mediante diferentes tecnologías. Tomado de Naik [8]	5
2-1	Geometría chorro en flujo cruzado. A es la distancia aguas arriba, D es el diámetro del agujero de descarga, B la distancia aguas abajo, W es el ancho (spanwise). U_∞ la velocidad del flujo principal, U_j la velocidad del refrigerante. Tomado de Coussement et al [21].	8
2-2	Características del chorro en flujo cruzado. Tomado de N. Rajaratnam [22] . .	8
2-3	Vórtices generados en el chorro en flujo cruzado. Tomado de C. Cárdenas et al [23]	9
2-4	Chorro en flujo cruzado simple en la izquierda $M < 1$, derecha, $M > 1$. Tomado y adaptado de J. Andreopoulos et al [24].	10
2-5	Geometría de un agujero de inyección, A) vista de sección del agujero, B) Ángulo simple, C) ángulo compuesto. Tomado y adaptado de S. Acharya et al [26].	12
2-6	Corte sección agujeros y su geometría de salida A) agujero cilindrico, B) agujero laidback, C) agujero en forma de abanico. Tomado y adaptado de S. Acharya et al [26].	13
2-7	Ley de la pared. Tomado de Aokomoriuta [36]	14
2-8	Espesor de desplazamiento, adaptado de [53]	15
2-9	1. Pared en calentamiento ($q_w < 0$), pared adiabática ($q_w = 0$) y pared en enfriamiento ($q_w > 0$), [44] [43].	18
2-10	Balance de masa [19].	19
2-11	Balance de energía [19].	19
2-12	Capa limite adimensional de temperatura para diferentes puntos aguas abajo de la inyección, $M = 0,74$. Distancia de la inyección en metros: (o) 0.05, (+) 0.2, (∇) 2.0, (\square) 4.0. Tomado de Goldstein [19] y K.Wieghardt	24
2-13	Relaciones experimentales, adaptado de [19].	25
2-14	Parámetros de un agujero con forma de abanico, adaptado de [51].	26
3-1	Geometrías que incrementan la efectividad de enfriamiento.	27

3-2	Placa plana. El canal horizontal es un canal abierto, y el canal inclinado es por donde es inyectado el refrigerante	28
3-3	Geometrías obstáculo triangular y curvo. La geometría a) y b) se basaron en geometrías de los artículos de Abdala et al [57] y Zhang et al[20].	28
3-4	Nombres de las fronteras del dominio.	29
3-5	Esquema de bloques utilizado en blokMesh	31
3-6	Malla generada con BlockMesh	32
3-7	Malla obstáculo triangular.	32
3-8	Malla obstáculo curvo.	32
4-1	Sensibilidad de malla para placa plana sin obstáculo y con relación de velocidades entre el refrigerante (U_c) y el flujo principal (U_∞) $VR = U_c/U_\infty = 1$	37
4-2	Dominio sin refrigeración.	39
4-3	Perfiles de velocidad en la descarga $X/D = 15$, aguas abajo de la descarga $X/D = 40$, perfiles de Zhou [58] y perfil ley de $1/7$	39
4-4	Simulación vs relaciones teóricas y experimentales de $\bar{\eta}$	40
4-5	Relaciones de $\bar{\eta}$ con mejor ajuste.	40
4-6	Trayectorias del chorro.	41
4-7	Perfiles de velocidad y variación de la velocidad en x	42
4-8	Criterio Q con representación LIC de la placa plana sin obstáculo en planos $y - z$ aguas abajo de la descarga.	43
4-9	Criterio Q con representación LIC del obstáculo triangular en planos $y - z$ aguas abajo de la descarga.	43
4-10	Criterio Q con representación LIC del obstáculo curvo en planos $y - z$ aguas abajo de la descarga.	44
4-11	Caraterísticas de los vórtices para los diferentes casos estudiados.	44
4-12	Vorticidad en la pared.	45
4-13	Isocontorno critierio Q iluminado con la vorticidad (Ω_x) para el caso sin obstáculo.	46
4-14	Isocontorno critierio Q iluminado con la vorticidad (Ω_x) para el caso del obstáculo triangular.	46
4-15	Isocontorno critierio Q iluminado con la vorticidad (Ω_x) para el caso del obstáculo curvo.	47
4-16	Efectividad de enfriamiento promediada en el tiempo y en la sección transversal.	48
4-17	Coefficiente de presión estática para los diferentes obstáculos en la pared.	49
4-18	Coefficiente de presión para los diferente obstáculos con relación de velocidad $u/U_\infty = 1$ en $y = 0,5D$	49
4-19	Efectividad de enfriamiento η	50
4-20	Temperatura normalizada ϕ	51

4-21 Coeficiente de transferencia de calor por convección promediado el tiempo y en la sección transversal.	52
4-22 Comparación magnitud velocidad angular.	53

Lista de Tablas

2-1	Relaciones experimentales de efectividad de enfriamiento, extraído y adaptado de [19].	25
2-2	Relaciones usadas en la industria, Bunker y Colban 2-14	26
3-1	Condiciones de frontera. Temperatura en la entrada del canal secundario $T_c = 318,15$ K, temperatura en el canal principal $T_\infty = 298,15$ K	30
3-2	Condiciones de frontera en openFoam.	31
3-3	Dimensiones dominio	31
3-4	Relaciones de expansión aplicadas a cada bloque.	32
4-1	Comparación capa límite simulación con resultados experimentales, Rhee [56] y Zhou [58], relaciones teóricas turbulenta (ley de 1/7) y laminar.	38

1 Introducción

La Agencia Internacional de la Energía (IEA) ha reconocido a la eficiencia energética como el ‘combustible oculto’ o ‘primer combustible’, ya que el combustible dejado de utilizar al no implementar medidas de eficiencia energética es mayor al uso de cualquier fuente primaria, tomada de manera individual, como lo es el petróleo, gas o carbón [1] [2]. La IEA estimó para el año 2010 que la energía dejada de utilizar fue de 63 exajulios (EJ) debido a la ineficiencia ¹, siendo superior a los 43 (EJ) de petróleo consumidos ese año [1]. Para el año 2011, las inversiones en eficiencia energética fueron cercanas a 300 mil millones de dólares, las cuales fueron iguales a las inversiones hechas para la generación de energía a partir de petróleo, gas y carbón [2]. Por otro lado, se tiene que gran parte del potencial económico proveniente de la eficiencia energética permanece sin ser aprovechado como se observa en la siguiente figura.

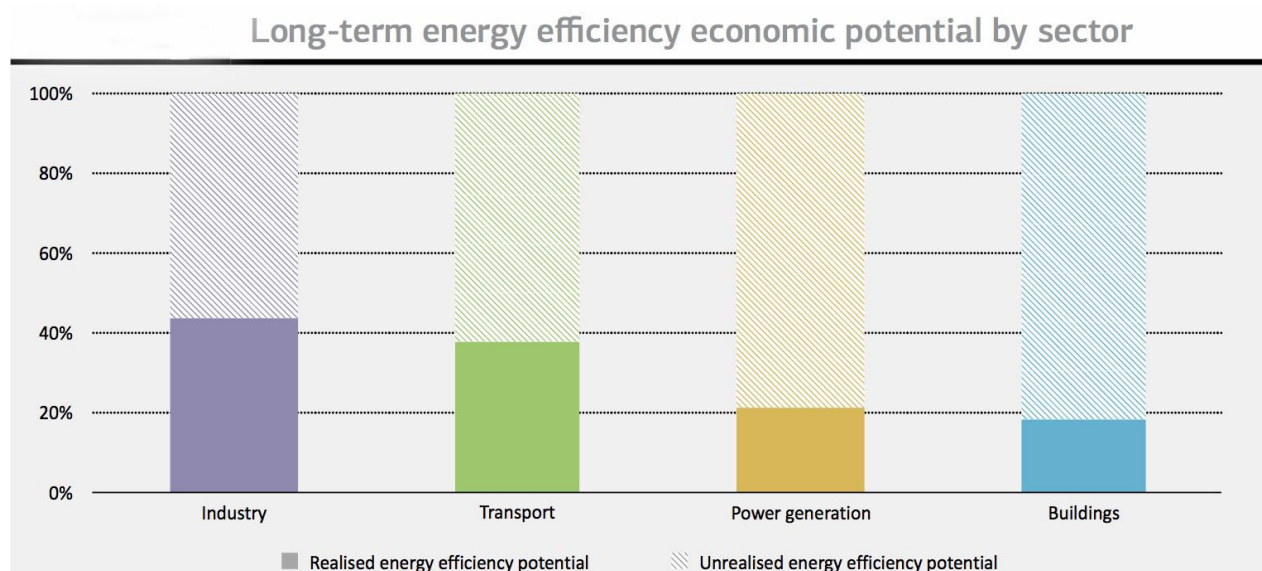


Figura 1-1: Tomado y adaptado de: International Energy Agency – Capturing the Multiple Benefits of Energy Efficiency [2]

En el sector transporte se aprovecha el 37 % y en el sector de la generación de energía el 20 % del potencial de eficiencia energética [2], como se muestra en la anterior figura. Es por esta

¹Esta estimación fue hecha para los 11 países miembros de la IEA para esa fecha: USA, UK, Alemania, Francia, Japón, Australia, Italia, Países Bajos, Suecia, Finlandia y Dinamarca

razón que el mejoramiento de equipos esenciales para el transporte y la generación energética como lo son las turbinas de gas, turbinas de vapor, y motores a combustión interna tienen una gran relevancia en la actualidad.

En turbinas de gas, la eficiencia energética está influenciada por limitaciones físicas propias de la construcción de la turbina y condiciones ambientales. En cuanto a limitaciones físicas se encuentra la capacidad de compresión y de expansión de una turbina (relación de presiones), la temperatura límite de los materiales y la temperatura máxima de combustión. En cuanto a limitaciones ambientales se encuentra la cantidad de humedad en el aire inyectado, la altitud y temperatura ambiente en la que se encuentre localizada la turbina, entre otras.

Las condiciones ambientales afectan el rendimiento de la turbina, ya que pueden cambiar las condiciones locales de operación. En climas cálidos, el aumento de la temperatura ambiente puede llevar a una disminución en la generación de energía debido a la disminución de la densidad del aire, reduciendo el flujo másico [3] que ingresa a la turbina. Además, a medida que aumenta la altitud, también se reduce la densidad del aire. En climas cálidos, para limitar la pérdida de eficiencia y el mayor consumo de combustible por unidad de energía generada, se utilizan enfriadores para disminuir la temperatura del aire antes de que ingrese a la turbina y así incrementar el flujo másico que ingresa a esta [4].

En cuanto a las restricciones físicas, la relación de presiones en las turbinas ha alcanzado un límite en la actualidad con una relación de presiones de 60:1 con la turbina GE9X de General Electric usada en el Boing 777X [5]. Las limitaciones en el incremento de relación de presiones van desde el aumento del peso al añadir etapas de álabes en el compresor, el incremento del tamaño del motor y fenómenos que limitan el rango de operación como la sobrecarga «surge» en el compresor, la cual es una oscilación axisimétrica del flujo másico y un incremento de presión seguido por vibraciones que afectan principalmente los álabes y rodamientos del compresor [6]. En la figura 1-2 se muestra como el incremento de la presión en el compresor puede llevarlo de la región de operación estable a sobrecarga (surge).

De igual manera, al incrementar la cantidad de etapas de compresión, con el objetivo de aumentar la presión, conlleva a un incremento de la temperatura no deseada en los álabes de las etapas de mayor presión.

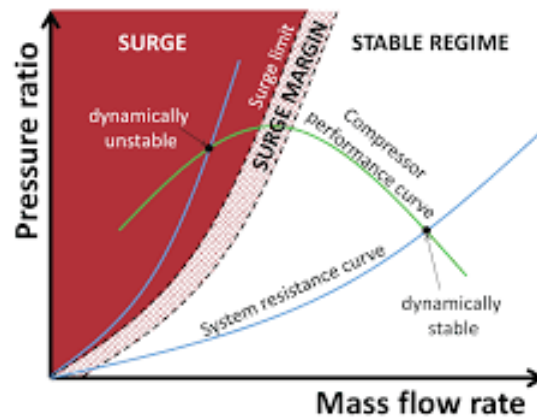


Figura 1-2: Curva de rendimiento del compresor. Tomado de Garcia et al [7]

Otro limitante en el incremento de la eficiencia energética de la turbina de gas es la temperatura alcanzada durante la combustión, al llegarse a temperaturas altas se puede alcanzar un máximo teórico de la temperatura adiabática de llama, no obstante, esta temperatura se encuentra restringida por la eficiencia de la combustión, las limitaciones que imponen las normas ambientales al producirse una mayor cantidad de NO_x a altas temperaturas, así como la temperatura máxima que pueden soportar los materiales de la cámara de combustión, los álabes de la sección caliente de la turbina de expansión, entre otras partes.

Para superar las restricciones físicas que presentan los álabes, cuando se quiere lograr un aumento en las temperaturas de salida de los gases de combustión, se ha trabajado en el mejoramiento de los materiales, el diseño y los sistemas de refrigeración. En el campo de los materiales se han desarrollado aleaciones monocristalinas que permiten reducir el creep, hasta materiales compuestos de matriz cerámica (CMC). De igual forma, se ha trabajado en la creación de recubrimientos de barrera térmica (TBC- Thermal Barrier Coating) [9], que debido a su baja conductividad térmica permiten generar un aislamiento térmico del álabe. Pese a estos avances, aún existen limitaciones, como los cambios de fase cristalina de los materiales a elevadas temperaturas, por debajo del punto de fusión, que pueden causar problemas de integridad estructural, como la generación y crecimiento de grietas, debido al súbito cambio del coeficiente de expansión térmica. Paralelamente al desarrollo de materiales, se ha trabajado en técnicas de refrigeración de álabes. Estas técnicas han permitido trabajar con temperaturas superiores a las que se presentan los cambios de fase en los materiales del álabe, y en algunos casos trabajar por encima de la temperatura de fusión, manteniendo al álabe a una temperatura inferior, figura 1-3.

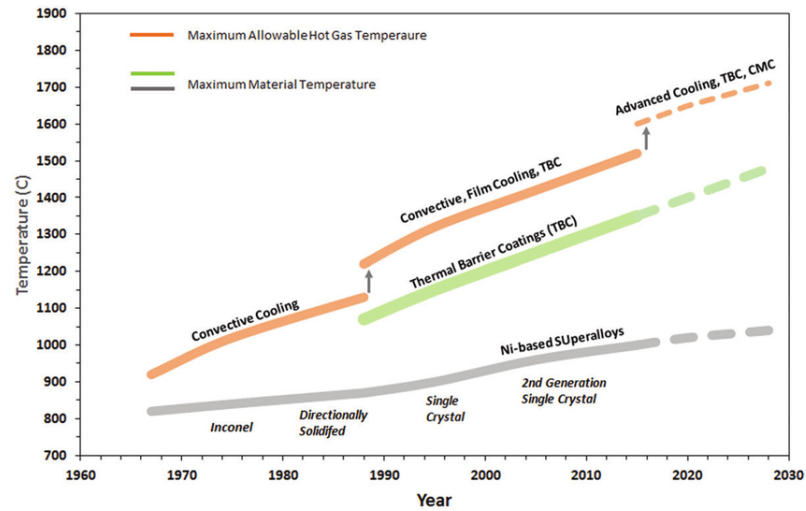


Figura 1-3: Tendencia de la temperatura máxima alcanzada mediante diferentes tecnologías. Tomado de Naik [8]

La refrigeración de álabes se encuentra dividida en: refrigeración interna, mediante canales intrincados dentro del álabes, y refrigeración por película, la cual desarrolla un flujo de menor temperatura que mantiene parte de la superficie del álabes a temperaturas menores que la de los gases calientes.

En la refrigeración por película, el refrigerante se descarga en canales de inclinación entre el interior del álabes y la superficie de este, generalmente a 35° de inclinación, ya que este ángulo ha demostrado tener una buena adhesión sobre la superficie, en un amplio rango de variación de parámetros como la relación de soplado (relación entre la velocidad del refrigerante y la velocidad del flujo de gases calientes) [10]. Esta descarga de refrigerante viene acompañada de una separación del refrigerante, causada por una pareja de vórtices en la dirección de la corriente, que giran en sentido opuesto el uno al otro (CVP - ‘Counter Rotating Vortex Pair’) [11], atrayendo así el flujo de gases calientes hacia la superficie, y disminuyendo el rendimiento de la refrigeración en la superficie. Para atenuar este efecto se ha explorado gran cantidad de geometrías de los agujeros de descarga, como ampliar la superficie de descarga en forma de abanico o mancuerna, entre otras, las cuales puede generar un par de vórtices (anti-CVP), contrarrestando el efecto del par de vórtices que giran en sentido contrario (CVP), atenuando su separación, manteniendo el refrigerante sin mezclarse por una mayor distancia aguas abajo e incrementando el área de cubrimiento del refrigerante [12]. La variación de la geometría de los agujeros de descarga tiene un efecto limitado en la creación de los vórtices que contrarrestan la separación del refrigerante, esto respecto a otras técnicas como la incorporación de agujeros de menor diámetro auxiliares al agujero principal [15], «sister holes», o la adición de obstáculos aguas arriba, cráteres en el que se embebe el agujero principal en otro agujero de mayor tamaño [16], resaltes rectangulares, rampas

triangulares o dunas [17]. La incorporación de estos obstáculos aguas arriba del agujero de descarga, tienen un doble efecto sobre la refrigeración, ya que pueden generar anti-CVP, más fuertes, respecto a la configuración en las que solo se modifica la geometría del agujero. Por otro lado, se genera una zona de baja presión en el área de descarga que favorece un mejor cubrimiento del refrigerante. Este último tipo de geometría ha sido poco estudiada desde el punto de transferencia de calor, y de sus efectos que tiene sobre el calor neto recibido por la superficie.

Aunque la adición de estos obstáculos representa un incremento en el rendimiento de la refrigeración, también representa un aumento en las pérdidas aerodinámicas, debido a la separación del flujo de gases calientes [18]. Las mayores pérdidas aerodinámicas y los menores rendimientos de la refrigeración por película se presentan principalmente cuando las geometrías de los obstáculos tienen un coeficiente aerodinámico elevado, como sucede cuando se usa un resalto rectangular, y mejora cuando se usan obstáculos más aerodinámicos, como rampas con concavidades en sus costados, o rampas en forma de dunas, lo cuales pueden generar vórtices que contrarrestan la separación del refrigerante (anti-CVP), debido a las concavidades extendidas en el caso de las rampas, y los «cuernos» en el caso de las dunas. Aun cuando se ha estudiado el efecto que tiene la generación de vórtices originados por los obstáculos aguas arriba en la separación del refrigerante sobre la superficie, ha sido poco comprendido el efecto que tiene sobre la transferencia de calor por convección, como el Flujo Neto de Calor Reducido y la distribución del coeficiente de transferencia de calor por convección y cómo esto afecta la efectividad de enfriamiento.

En este trabajo se evaluó numéricamente el efecto que tiene colocar obstáculos de geometrías triangular y semi anular (curva) aguas arriba de la descarga de refrigerante sobre diferentes indicadores de rendimiento. Mediante dinámica computacional de fluidos (CFD) se encontró el campo de flujo que modela la refrigeración por película. A partir del campo de flujo encontrado se caracterizó el chorro de refrigerante y la formación de vorticidades, y se relaciono con el efecto que tienen en los diferentes indicadores de rendimiento como la efectividad de enfriamiento (η), el coeficiente de transferencia de calor por convección (h) y el calor neto reducido (NHFR). Encontrándose que al agregar estos obstáculos se incrementan la efectividad de enfriamiento y el calor neto reducido que recibe la superficie estudiada.

A continuación se da una introducción a los conceptos de la refrigeración por película, empezando desde las características del chorro en flujo cruzado, los factores que afectan su rendimiento y los indicadores que permiten estimar el rendimiento. De igual manera se realiza una revisión de las correlaciones teóricas y prácticas para la efectividad de enfriamiento. Después, se muestra los casos estudiados y el modelo computacional implementado. Finalmente, se muestran y discuten los resultados encontrados.

2 Refrigeración por Película

La refrigeración por película de enfriamiento en superficies es la aplicación del fenómeno conocido como «chorro en flujo cruzado», en el cual se descarga un chorro de menor caudal en un flujo principal de mayor caudal. La descarga de este chorro tiene como resultado la separación del flujo principal en cercanías de la descarga, formación de vorticidades y cambios en los gradientes de presión Δp que pueden inhibir o promover la separación del flujo de la superficie por una mayor distancia aguas abajo «downstream» como en la sección transversal de la superficie «spanwise». Igualmente, se generan cambios en la capa límite que pueden incidir en la distribución de temperaturas en la superficie.

Los cambios en el flujo principal, debido a la inyección del chorro, generan gradientes de temperatura que refrigera o calienta superficies en un área determinada. En el que la capacidad para reducir la temperatura de la superficie es calculada por la efectividad de enfriamiento (η). Así mismo, otros indicadores de rendimiento como el coeficiente de transferencia de calor por convección (h) y el Flujo Neto de Calor Reducido (NHFR) son una herramienta adicional que permiten conocer qué pasa en términos de flujo de calor en la superficie refrigerada.

En las siguientes secciones de este capítulo se profundizará en los conceptos a tener en cuenta en el fenómeno del flujo en chorro cruzado, como en los indicadores que miden el rendimiento de la refrigeración por película, y finalmente se ahondará en correlaciones teóricas y experimentales que permiten medir el rendimiento en términos de efectividad de enfriamiento (η).

2.1. Chorro en flujo cruzado

En el chorro en flujo cruzado, un flujo de menor caudal es descargado en una corriente libre de un caudal mucho mayor, figura **2-1**. A medida que es descargado el chorro de menor caudal este se va flectando en la dirección del flujo principal (U_∞) debido a la presión de estancamiento ejercida por este (Rajaratnam [22]), ver figura **2-2**.

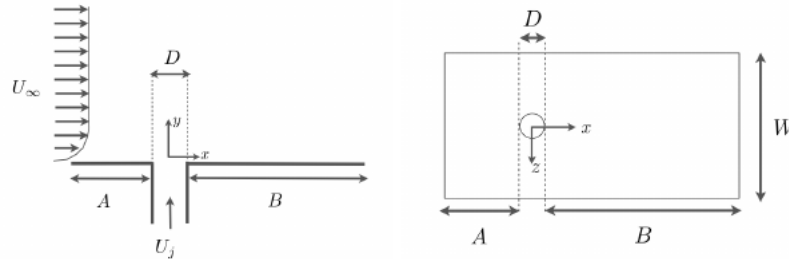


Figura 2-1: Geometría chorro en flujo cruzado. A es la distancia aguas arriba, D es el diámetro del agujero de descarga, B la distancia aguas abajo, W es el ancho (spanwise). U_∞ la velocidad del flujo principal, U_j la velocidad del refrigerante. Tomado de Coussement et al [21].

La mezcla turbulenta de estos flujos genera una pérdida de momentum en las capas externas del chorro haciendo que este se vaya flectando y generando un vórtice en forma de riñón (kidney vortex) en la sección transversal como se muestra en figura 2-2, en el corte de sección X-X mostrado en la parte superior de esta. El chorro en flujo cruzado se caracteriza por tener tres regiones características. La primera I, región central potencial (Potential Core Región), en la que el chorro se ve poco afectada por los esfuerzos generados por la corriente libre. La segunda II, región de máxima deflexión, los vórtices de riñón se comienzan a formar y su velocidad angular permanece constante. En la tercera III, región de vórtices, los vórtices incrementan de tamaño pero su velocidad angular disminuye (Rajaratnam [22]). Ver figura 2-2.

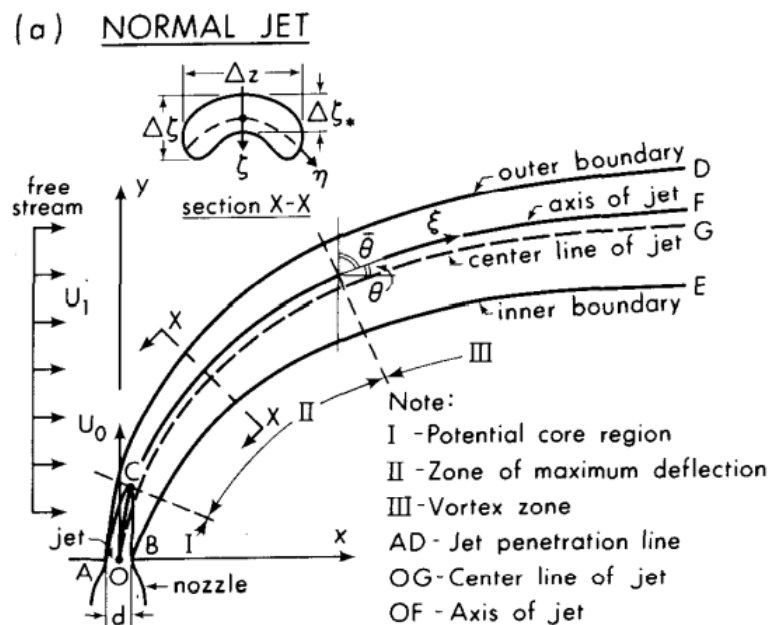


Figura 2-2: Características del chorro en flujo cruzado. Tomado de N. Rajaratnam [22]

En la figura 2-2 el eje del chorro se representa por la línea OF , y es la región dónde se presenta la máxima velocidad y las mayores presiones. La línea AD es representa la penetración del chorro en el flujo principal.

Los vórtices generados en el chorro en flujo cruzado son determinantes en aplicaciones de refrigeración o calentamiento por película ¹. Uno de los vórtices o estructuras coherentes que tienen un mayor efecto en el rendimiento de la refrigeración por película es el mencionado anteriormente *vortice de riñón*, también conocido como par de vórtices de contra rotación (**Counter Rotating Vortex Pair -CRVP**). Este par de vórtices se encuentran alineados con la dirección del chorro, y atraen los gases calientes a los costados de la superficie y rechazan los gases calientes en la línea central, como es descrito por Goldstein et al [25] y Acharya [26]. ver figura 2-3.

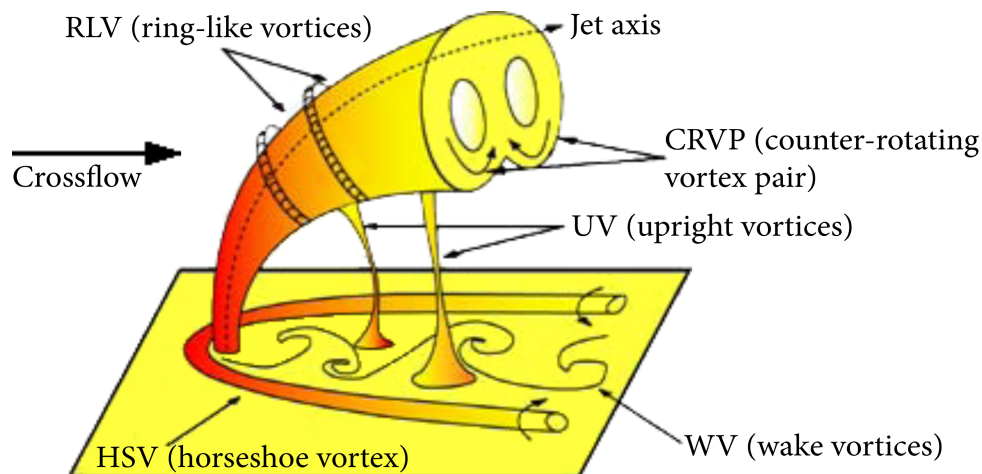


Figura 2-3: Vórtices generados en el chorro en flujo cruzado. Tomado de C. Cárdenas et al [23]

Otras de las estructuras coherentes que se pueden dar en el chorro en flujo cruzado descritas por Acharya et al [26] son:

- **Vórtices en forma de anillo** (Ring like vortices RLV): Se forman anillos en la parte externa del chorro (aguas arriba). Los cuales aparecen en la zona cercana a la descarga, debidos al esfuerzo cortante entre el chorro y el flujo principal , figura 2-3.
- **Vórtices de herradura** (Horseshoe Vortex): Tipos de estructuras verticales que se forman cuando la capa límite se acerca a un chorro o a un cuerpo transversal. La dinámica entre la capa límite y el chorro o cuerpo produce un gradiente de presión adverso, que genera un vórtice que rodea al chorro o cuerpo principal, figura 2-3.

¹En la aplicación de refrigeración por película se prefiere que el chorro esté inclinado en un ángulo de 35° , ya que según Colladay et al [27] un chorro de refrigeración perpendicular al flujo principal genera una gran separación, la cual es poco eficiente para refrigerar.

- **Vórtices de estela** (Wake Vortex): Se generan debajo del chorro de enfriamiento, en sentido horizontal o vertical «upright vortices», generalmente a relaciones de soplado altas, figura 2-3.
- **Vórtices de Horquilla** (Hairpin Vortex): Se generan en flujos totalmente turbulentos y en el chorro en flujo cruzado se da lejos de la región de descarga.

El tipo de vorticidades generadas, su intensidad y su efecto sobre el rendimiento de la película de enfriamiento está influenciada por parámetros determinados por la geometría y el flujo del chorro refrigerante, así como por parámetros del flujo principal. (Acharya et al [26]).

2.1.1. Parámetros de la inyección de refrigerante.

La relación **Relación de soplado** M (*blowing ratio*), mostrado en la ecuación 2-1 tiene un efecto directo en la película de enfriamiento, ya que si el flujo del chorro ($\rho_c U_c$) es menor que el flujo principal ($\rho_\infty U_\infty$) « $M < 1$ », entonces el chorro de refrigerante puede permanecer una mayor distancia aguas abajo junto a la superficie. Por el contrario, si el flujo másico del chorro ($\rho_c U_c$) es mayor al flujo principal ($\rho_\infty U_\infty$) « $M > 1$ », este se separará tempranamente de la superficie para luego reentrar o volverse a unir a la superficie, pero con una mayor cantidad de mezcla de aire caliente (flujo principal), debido a la intensidad de sus vorticidades, ver figura 2-4.

$$M = \frac{\rho_c U_c}{\rho_\infty U_\infty} \quad (2-1)$$

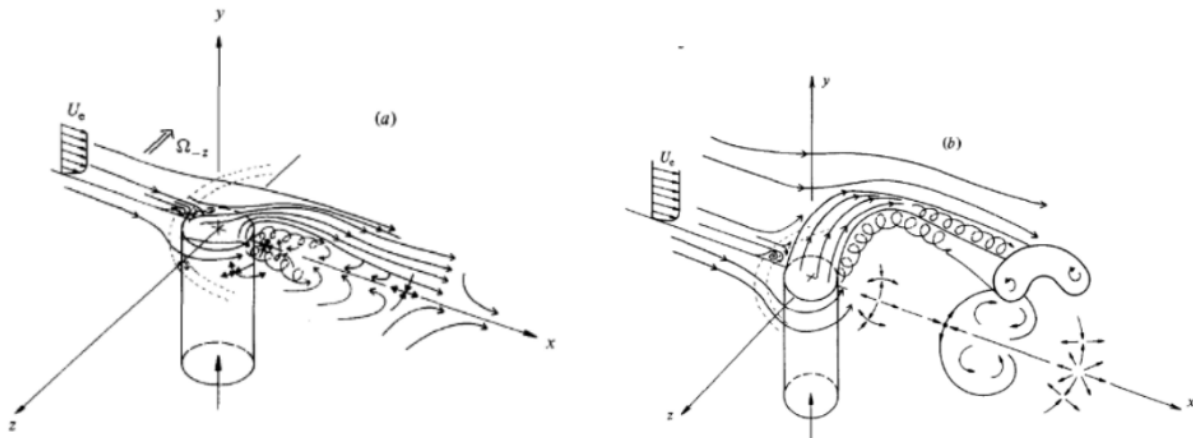


Figura 2-4: Chorro en flujo cruzado simple en la izquierda $M < 1$, derecha, $M > 1$. Tomado y adaptado de J. Andreopoulos et al[24].

Al igual que este parámetro existen otros parámetros que relacionan ambos flujos, como la **relación de velocidades** del chorro refrigerante (U_c) con del flujo principal (U_∞).

$$VR = \frac{U_c}{U_\infty} \quad (2-2)$$

La **Relación de densidades**:

$$DR = \frac{\rho_c}{\rho_\infty} \quad (2-3)$$

y **relación de momemtum** entre el chorro de refrigerante y el flujo principal:

$$I = \frac{\rho_c U_c^2}{\rho_\infty U_\infty^2} \quad (2-4)$$

De estos parámetros, la relación de soplado (M) permite correlacionar el rendimiento en términos de efectividad de enfriamiento de una forma más adecuada cuándo se está en «el campo lejano» muchos diámetros aguas abajo de la descarga, debido a que la efectividad de enfriamiento lejos de la descarga es proporcional al flujo másico y no a las fuertes interacciones de mezclado que se pueden dar en cercanías a la descarga. Contrariamente, la relación de momentum (I) es más adecuada en «el campo cercano» a la descarga, ya que (I) es una función las fuertes interacciones que se dan en cercanías a la descarga, como es explicado por Acharya et al [26] y Baldauf et al [28].

2.1.2. Parámetros de la geometría de inyección.

La configuración de la geometría de los agujeros ha tenido en cuenta parámetros como el espaciamiento entre agujeros, al ángulo de descarga y al ángulo compuesto de descarga, el cambio de geometría a lo largo del canal de refrigeración y la cantidad de filas de agujeros.

En cuanto al espaciamiento entre agujeros de refrigeración, generalmente se considera un espaciamiento de tres diámetros ($p/d = 3$). Para el que según Schmidt [29] et al y Baldauf et al [28] se puede considerar que espaciamientos ($p/d > 3$) tienen un efecto sobre la efectividad de enfriamiento en el que cada agujero puede ser considerado independiente, es decir, la separación es lo suficiente para considerar que el refrigerante que sale por un agujero no tiene efectos sobre el dominio aguas abajo de agujero vecinos [30].

Por otro lado, la adición de una fila de agujeros de refrigeración a la inicial tiene el efecto de incrementar el doble la efectividad de enfriamiento (η), para relaciones de soplado $M \leq 0,5$, con lo cual se considera que añadir una fila de agujeros tiene un efecto de superposición en la efectividad de enfriamiento. Mientras que para relaciones de soplado mayores ($M = 1$) el incremento del rendimiento no obedece a la superposición, pues se tiene un rendimiento de

un 60% mayor de lo que sería el si se considerara que la efectividad incrementa debido a la superposición, como es determinado por Han y Mechendale [31].

El ángulo de salida de estos agujeros que conducen el refrigerante puede ser un ángulo simple: se inclina respecto al flujo principal en sentido vertical, teniendo dos componentes de velocidad. En este caso se ha encontrado que se tiene un mejor rendimiento para ángulos de 35° que para ángulos cercanos a los 90° , lo que se debe a que al salir el chorro de manera vertical (ángulo de 90°) este se separa de la superficie afectando la refrigeración, figura 2-5. No obstante, para relaciones de soplado ($M > 1,2$) el rendimiento no se ve drásticamente afectado debido a que el chorro interacciona fuertemente con otros chorros, como es mencionado por Kholi et al [33], Foster et al [32] y Bogard et al [30].

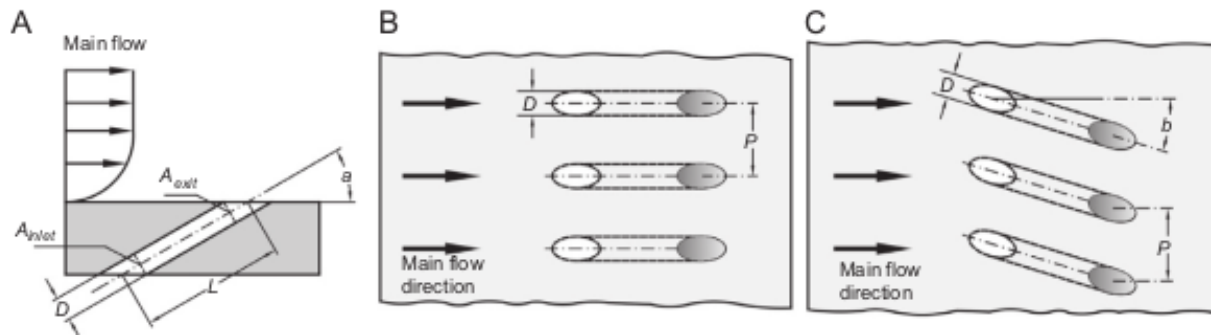


Figura 2-5: Geometría de un agujero de inyección, A) vista de sección del agujero, B) Ángulo simple, C) ángulo compuesto. Tomado y adaptado de S. Acharya et al [26].

De igual modo el ángulo puede ser compuesto, figura 2-5, se inclina en sentido vertical como en la sección transversal, con lo cuál el chorro tiene componentes de velocidad en todas las direcciones. Esta configuración genera un mejor cubrimiento del refrigerante sobre la pared incrementando la efectividad de enfriamiento, que al mismo tiempo genera un incremento en el coeficiente de transferencia de calor por convección (h), Bogard et al [30].

Otro parámetro geométrico que interviene en el rendimiento de la refrigeración por película es la geometría del agujero. Normalmente los agujeros tienen una geometría cilíndrica, pues tienen una simple manufacturabilidad. No obstante, se han explorado geometrías en las cuales el canal del agujero se va expandiendo cuándo llega a la descarga. Esta expansión disminuye la velocidad del refrigerante, haciendo que el momentum del chorro disminuye, generando que el chorro no se separe a la salida y mejorando la expansión lateral del refrigerante, lo que significa un incremento en la efectividad de enfriamiento como es expuesto por Saumweber et al [34] y Bogart et al [30]. Algunas de las geometrías estudiadas por Saumweber se muestran en la figura 2-6.

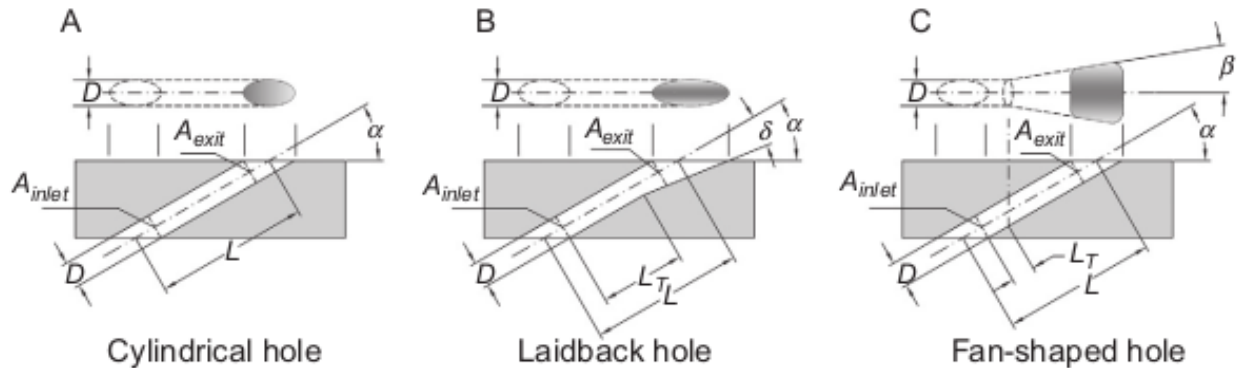


Figura 2-6: Corte sección agujeros y su geometrías de salida A) agujero cilindrico, B) agujero laidback, C) agujero en forma de abanico. Tomado y adaptado de S. Acharya et al [26].

2.1.3. Efectos del flujo principal y la superficie

Las condiciones del flujo principal como la formación de la capa límite, los gradientes de presión y la turbulencia libre, junto con las características de la superficie del álabe o la placa plana, como su curvatura y rugosidad, ejercen un impacto significativo en el rendimiento de la refrigeración por película. A continuación se hace un breve recuento de los efectos que pueden tener las características del flujo y la superficie sobre el rendimiento de la capa límite.

Capa Límite

En álaves generalmente la capa límite transita rápidamente de una capa límite laminar en la punta del álabe (leading edge) a una capa límite turbulenta aguas abajo de la punta. Para el caso del chorro en flujo cruzado en placa plana, se tiene un recorrido considerable aguas arriba del agujero de descarga que permite desarrollar un flujo turbulento una vez se aproxima al agujero de descarga. La capa límite ha mostrado tener efecto en la separación del refrigerante, pues según Kadotani et al [35] si se tienen una capa límite gruesa aguas arriba se favorece la separación del refrigerante y por tanto disminuye la efectividad de enfriamiento. Este efecto se mantiene en la línea central pero no tiene un efecto considerable en la efectividad de enfriamiento promedio en la sección transversal. Por otro lado, Anderson et al [37] ha encontrado que cuando la capa límite se encuentra en la región de transición, laminar-turbulenta, no hay ningún efecto sobre la efectividad de enfriamiento.

A continuación se muestran los conceptos básicos a tener en cuenta de la capa límite.

En este estudio se le da un tratamiento a la capa límite de **subcapa viscosa**. En la que el fluido es dominado por el esfuerzo viscoso y el comportamiento de la velocidad es linealmente dependiente de la distancia a la pared. En la siguiente figura se observa como en la región inicial se da la relación lineal $U^+ = y^+$ para $y^+ < 5$.

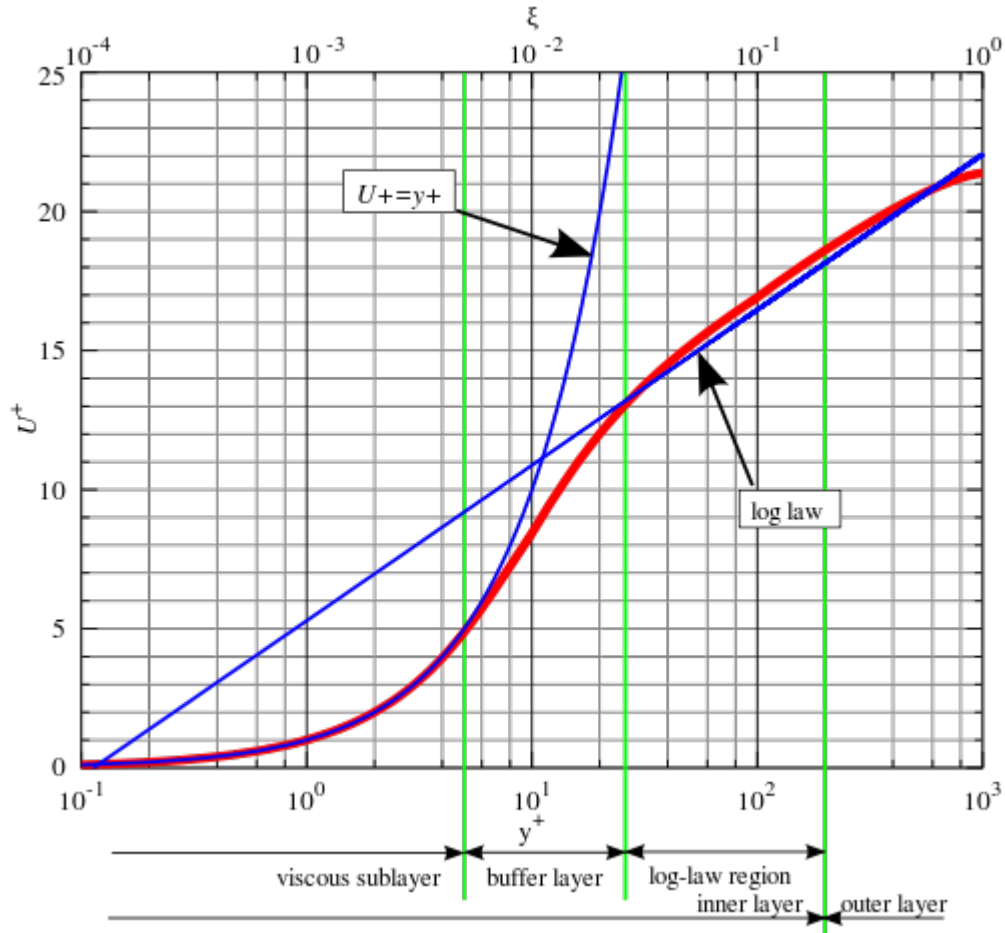


Figura 2-7: Ley de la pared. Tomado de Aokomoriuta [36] .

En este caso U^+ es la velocidad u adimensionalizada por la velocidad de fricción u_τ

$$U^+ = \frac{u}{u_\tau} \quad (2-5)$$

y la velocidad de fricción (u_τ) es

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_W}{\rho}} \quad (2-6)$$

donde τ_W son los esfuerzos cortantes de pared y ρ la densidad del fluido.

La distancia adimensional y^+ es:

$$y^+ = \frac{y}{\nu} \sqrt{\frac{\tau_W}{\rho}} = \frac{yu_\tau}{\nu} \quad (2-7)$$

Donde y es la distancia en unidades de longitud y ν la viscosidad cinemática.

Otros conceptos a tener en cuenta en la capa límite son el espesor de desplazamiento y el espesor de momentum.

El **espesor de desplazamiento** (δ^*) es la distancia que se desvía una línea de corriente respecto a la pared, la cual va incrementando debido a que la capa límite va incrementando, lo que se aprecia como un incremento imaginario en el espesor de la pared solida [48].

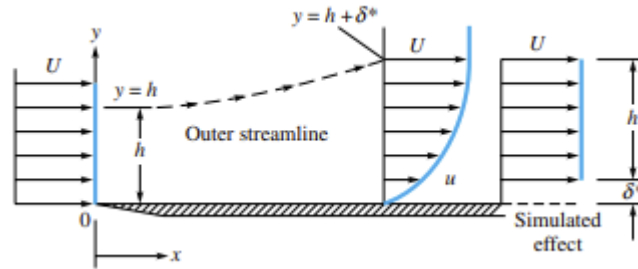


Figura 2-8: Espesor de desplazamiento, adaptado de [53] .

Planteando el balance de masa para la entrada y salida de la placa plana:

$$\int_0^h \rho U b \, dy = \int_0^\delta \rho u b \, dy \quad \delta = h + \delta^* \quad (2-8)$$

Al integrar el lado izquierdo de la ecuación y agregar y restar U en el lado derecho:

$$Uh = \int_0^\delta (U + u - U) \, dy = U(h + \delta^*) + \int_0^\delta u - U \, dy \quad (2-9)$$

Despejando para el espesor de desplazamiento δ^*

$$\delta^* = \int_0^\delta \left(1 - \frac{u}{U}\right) \, dy \quad (2-10)$$

Así mismo la formación de la capa límite y consecuente disminución de la velocidad del fluido en cercanías de la pared de una placa plana, figura 2-8, genera una pérdida momentum. Esta pérdida de momentum puede expresarse como:

$$\rho U^2 \theta \quad (2-11)$$

Donde el **espesor de momentum** θ es la distancia equivalente a la pérdida de momentum causada por la formación de la capa límite. Así mismo, esta pérdida de momentum puede expresarse como la diferencia entre el momentum al inicio de la placa plana y el momentum aguas abajo del inicio de la placa plana

$$\rho U^2 \theta = \rho \int_0^\delta u(U - y) \, dy \quad (2-12)$$

Al realizar un poco de algebra y despejar θ , el espesor de momemtum puede expresarse como:

$$\theta = \int_0^{\delta} \frac{u}{U} \left(1 - \frac{u}{U}\right) dy \quad (2-13)$$

Curvatura de la superficie y gradientes de presión

La curvatura de los álabes tiene diferentes efectos sobre la efectividad de enfriamiento, dependiendo si la refrigeración se da en una superficie cóncava o convexa. Cuando la refrigeración se da sobre una superficie convexa, y el momentum del chorro del refrigerante es menor que el flujo principal, relación de soplado $M < 1$, entonces el radio del chorro será menor que el de la superficie lo cual hará que el chorro sea atraído hacia la superfcie aguas abajo de la descarga, teniendo un mayor efecto refrigerante sobre la superficie. Contrariamente, si el chorro tiene un momentum mayor que el flujo principal, entonces el chorro refrigerante tendrá un radio de curvatura mayor que la superficie haciendo que el chorro no vuelva a tocar la superficie despues de la descarga. En el caso de la superficie cóncava ocurre lo contrario, si el radio del chorro es mayor que el radio de la superficie el chorro reingresara a la superficie teniendo un mayor efecto sobre la efectividad de enfriamiento, lo cual se da para relaciones de soplado $M > 1,5$. Si el radio del chorro es menor este saldrá de la superficie teniendo un menor efecto refrigerante (Bogard et al [30] y Ito et al [38]).

Por otro lado, en un álabe se pueden presentar gradientes de presión favorables y adversos. No se ha encontrado una relación exacta de que un gradiente adverso o favorable tenga un efecto en el incremento o disminución de la efectividad de enfriamiento; en diferentes estudios se ha mostrado que un gradiente adverso o favorable tienen diferentes efectos en la disminución o el incremento de la efectividad de enfriamiento, como es expuesto en la revisión hecha por Bogard et al [30]. La severidad del gradiente se mide mediante la aceleración K , y es un gradiente favorable si ($K > 0$), y es adverso si $K < 0$.

Turbulencia libre y rugosidad de la superficie

La mayor fuente de turbulencia en la refrigeración por película es la que proviene de los gases calientes del combustor. La cual puede determinarse como la relación de la velocidad rms (u_{rms}) y la magnitud de la velocidad U .

$$Tu = \frac{u_{rms}}{U} \quad (2-14)$$

De esto se ha encontrado que a una mayor turbulencia hay una disminución en la efectividad de enfriamiento, especialmente para relaciones de soplado M bajas. En condiciones de operación una turbina puede tener niveles de turbulencia del 20 %; sin embargo, la mayoría de estudios llegan a una turbulencia entre el 3 % y el 8 %, según Bogart et al [30].

Así mismo, las condiciones de operación de las turbinas pueden generar erosión y deposición de impurezas en la superficie de los álabes afectando la rugosidad de esta. Esta rugosidad puede generar engrosamientos de la capa límite y una rápida transición de la capa límite laminar a turbulenta, lo que puede significar una disminución en la efectividad de enfriamiento promedio, siendo el efecto más fuerte (10 %) para relaciones de soplado bajas ($M < 1$) y menor (5 %) para relaciones de soplado altas, y un incremento en el coeficiente de transferencia de calor por convección,[39] [40] [41] [40] [42].

2.2. Indicadores de rendimiento

Los indicadores de rendimiento permiten evaluar qué tan eficaz es la refrigeración en la superficie del álabe.

Uno de los indicadores que evalúa el rendimiento en condiciones reales es la **eficiencia de enfriamiento** (ϕ), en la que debe poder conocerse la temperatura de la pared del material (T_w) en condiciones reales: en presencia de película de refrigeración y flujos de calor. La eficiencia de enfriamiento (ϕ) indica qué tan cerca se encuentra la temperatura de la pared (T_w) a la temperatura del refrigerante (T_c). Siendo ($\phi = 1$) cuando la temperatura del refrigerante y de la pared son iguales ($T_w = T_c$), y ($\phi = 0$) cuando no se tiene refrigerante ($T_c = T_\infty$). Donde (T_∞) es la temperatura del flujo principal o el flujo de gases calientes.

$$\phi = \frac{T_\infty - T_w}{T_\infty - T_c} \quad (2-15)$$

Dado que el objetivo de la refrigeración por película es aislar la superficie del álabe de los flujos de calor provenientes del combustor, es adecuado suponer que un aislamiento deseable por parte de la película de refrigerante desarrollada, es aquel en el que el refrigerante absorbe el flujo de calor de los gases calientes, y por lo tanto, el flujo de calor en la superficie es nulo ($\dot{q} = 0$). En este caso la temperatura en la superficie se le conoce como **temperatura de pared adiabática** (T_{aw}). Y la condición de frontera aislada se modela como:

$$\frac{\partial T}{\partial n} = 0 \quad (2-16)$$

La temperatura de pared adiabática (T_{aw}) y su forma adimensionalizada, conocida como **efectividad de enfriamiento** (η) ecuación 2-17, es el principal indicador de rendimiento que se evalúa en la mayoría de estudios [26] [43].

$$\eta = \frac{T_\infty - T_{aw}}{T_\infty - T_c} \quad (2-17)$$

En la siguiente figura se muestra un esquema de cómo se puede desarrollar la capa límite térmica con diferentes condiciones de frontera.

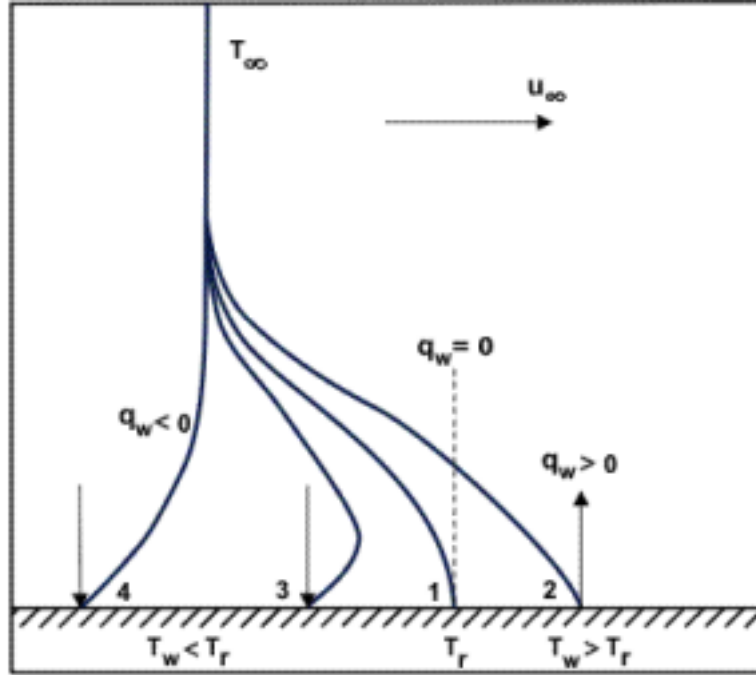


Figura 2-9: 1. Pared en calentamiento ($q_w < 0$), pared adiabática ($q_w = 0$) y pared en enfriamiento ($q_w > 0$), [44] [43].

Por otro lado, el índice que permite cuantificar cuánto calor ha dejado de recibir la pared del material es El **Flujo de Calor Neto Reducido** (Net Heat Flux Reduction- NHFR). El NHFR relaciona el calor que recibe la superficie si esta no estuviera refrigerada q_0

$$q_0 = h_0(T_\infty - T_w) \quad (2-18)$$

con el calor que recibe la superficie cuando está refrigerada:

$$q_f = h_f(T_{aw} - T_w) \quad (2-19)$$

el cual se relaciona de la siguiente manera

$$\text{NHFR} = 1 - \frac{q_f}{q_0} = 1 - \frac{h_f}{h_0} \left(1 - \frac{\eta}{\phi} \right) \quad (2-20)$$

En el que comunmente se asume un valor de eficiencia de enfriamiento $\phi = 0,6$ [26].

2.3. Correlaciones teóricas

Los indicadores de rendimiento se han determinado de manera experimental, numérica y teórica. Particularmente, se han desarrollado diferentes relaciones teóricas y teórico experimentales

para la efectividad de enfriamiento (η). Principalmente se han considerado modelos de sumidero de calor «Heat Sink Model», en especial bidimensionales, los cuales asumen que el refrigerante descargado en los agujeros de refrigeración es un sumidero de calor.

A partir de estas suposiciones diferentes autores han llegado a diferentes modelos, en los que difieren en el tratamiento que le dan a la localización del origen de la capa límite en diferentes secciones de la geometría: aguas abajo del agujero, agujas arriba del agujero o en el agujero [19]. Por otra parte, hay modelos en los que se tienen en cuenta muchos más parámetros, como el ángulo de descarga y la fricción generada por la superficie.

A continuación se muestra de forma resumida las suposiciones que se tienen en cuenta en el modelo de sumidero de calor, así como los modelos teóricos para la predicción de la efectividad de enfriamiento.

2.3.1. Modelo de sumidero de calor

Este modelo parte del balance de masa y energía hechos en la capa límite, figuras 2-10 y 2-11, en el que el flujo masico aguas abajo del agujero (\dot{m}) va a estar compuesto por los gases entrantes del flujo principal (\dot{m}_∞) y el flujo refrigerante de inyección (\dot{m}_2):

$$\dot{m} = \dot{m}_2 + \dot{m}_\infty = \int_0^\delta \rho U dy \quad (2-21)$$

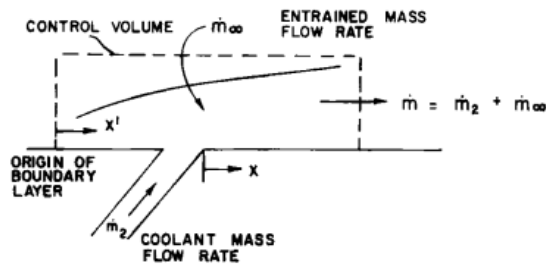


Figura 2-10: Balance de masa [19].

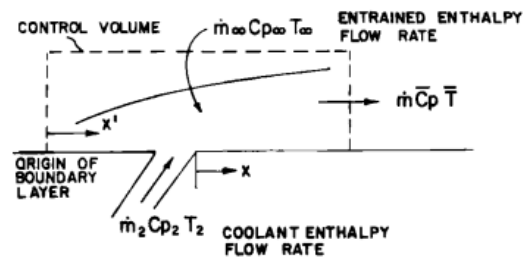


Figura 2-11: Balance de energía [19].

En la que se consideran las siguientes suposiciones:

- Se considera que la temperatura de la capa límite es una temperatura promedio y no la temperatura adiabática de pared, la cual viene dada por la siguiente ecuación:

$$\bar{T} - T_\infty = \frac{\int_0^\delta \rho U C_p (T - T_\infty) dy}{\int_0^\infty \rho U C_p dy} \quad (2-22)$$

- El flujo inyectado no tiene un mayor efecto sobre la capa límite.

- El espesor de la capa límite turbulenta se puede expresar mediante la ley de 1/5:

$$\delta/x' \approx 0,376 \text{ Re}^{-1/5} \quad (2-23)$$

Por lo tanto la masa aguas abajo es :

$$\dot{m}_\infty = \frac{7}{8} \rho_\infty U_\infty \delta = 0,329 \rho_\infty U_\infty x' \text{ Re}^{-1/5} \quad (2-24)$$

- Se asumen propiedades de gas ideal.
- La capacidad calorífica aguas abajo se asume como el promedio de los flujos entrantes :

$$\bar{C}_p = \frac{\dot{m}_2 C_{p2} + \dot{m}_\infty C_{p\infty}}{\dot{m}_2 + \dot{m}_\infty} \quad (2-25)$$

- La pared es adiabática y no hay flujos de calor hacia la capa límite y al plantear el balance de energía del volumen de control de la figura **2-10**, resulta:

$$(\dot{m}_2 + \dot{m}_\infty) \bar{C}_p \bar{T} = \dot{m}_2 C_{p2} T_2 + \dot{m}_\infty C_{p\infty} T_\infty \quad (2-26)$$

Reemplazando la capacidad calorífica promedio, ecuación 2-25, en la ecuación anterior y reacomodando términos se llega a una expresión para la efectividad de enfriamiento de la película²:

$$\eta = \frac{\bar{T} - T_\infty}{T_2 - T_\infty} = \frac{1}{1 + \frac{\dot{m}_\infty C_{p\infty}}{\dot{m}_2 C_{p2}}} \quad (2-27)$$

En los siguientes modelos se hacen modificaciones al origen de la capa límite.

Capa límite en la descarga ($x = 0$)-Librizzi y Cresci

En este caso se asume que la capa límite comienza a crecer en el punto en el que se inyecta el refrigerante (Librizzi y Cresci [45]). Haciendo que la relación de masas del flujo principal y el flujo refrigerante (m_∞/m_2):

$$m_\infty/m_2 = 0,329(x/Ms)^{0,8} [(\mu_2/\mu_\infty) \text{ Re}]^{-0,2} \quad (2-28)$$

²Aquí la efectividad de enfriamiento no adimensionaliza la temperatura de pared adiabática (T_{aw}) como se muestra en la sección 2.2, sino adimensionaliza la temperatura promedio de la capa límite (\bar{T})

Al remplazar esta relación de masas en la ecuación 2-27 [19], se llega a la siguiente expresión.

$$\eta = \frac{1}{1 + 0,329(C_{p\infty}/C_{p2})\xi^{0,8}} \quad (2-29)$$

Donde $\xi = (x/Ms) [(\mu_2/\mu_\infty) \text{Re}]^{-0,25}$. Para el caso particular $C_{p\infty} = C_{p2}$

$$\eta = \frac{1}{1 + 0,329\xi^{0,8}} \quad (2-30)$$

Capa límite aguas arriba de la descarga ($x < 0$)-Kutateladze y Leont'ev

Kutateladze y Leont'ev [46] asumen que la capa límite crece aguas arriba del punto de inyección del refrigerante. En este, la distancia donde comienza la capa límite es lo suficientemente lejos de la inyección del refrigerante como suponer que, una vez alcanzado el punto de inyección, el flujo másico de la capa límite sea igual al flujo del refrigerante inyectado. Esta suposición da como resultado la siguiente relación de masas [19].

$$m_\infty/m_2 = 0,329(4,01 + \xi)^{0,8} - 1 \quad (2-31)$$

reemplazando en la ecuación 2-27

$$\eta = \frac{1}{1 + (C_{p\infty}/C_{p2})[0,329(4,01 + \xi)^{0,8} - 1]} \quad (2-32)$$

Donde $\xi = (x/Ms) [(\mu_2/\mu_\infty) \text{Re}]^{-0,25}$. Para el caso particular $C_{p\infty} = C_{p2}$ resulta la siguiente expresión para la efectividad de enfriamiento.

$$\eta = \frac{1}{1 + 0,249\xi^{0,8}} \quad (2-33)$$

Capa límite justo después de la descarga ($x > 0$)- Stollery y El-Ehwany

En este caso Stollery y El-Ehwany [47] asumen que el flujo másico en el punto de descarga ($x = 0$) es cero ($\dot{m} = 0$), y la capa límite comienza a crecer en la descarga $x > 0$, [19].

Al despejar del balance de masa de la ecuación 2-21 resulta:

$$\dot{m} = \dot{m}_2 + \dot{m}_\infty$$

$$\dot{m} = \frac{7}{8}\rho_\infty U_\infty \delta \quad (2-34)$$

$$\dot{m}_\infty = \frac{7}{8}\rho_\infty U_\infty \delta - \dot{m}_2 \quad (2-35)$$

La relación de flujos máscicos entre la inyección (\dot{m}_2) y el flujo principal (\dot{m}_∞):

$$\frac{\dot{m}_\infty}{\dot{m}_2} = \frac{\frac{7}{8}\rho_\infty U_\infty \sigma - \dot{m}_2}{\dot{m}_2} = \frac{\frac{7}{8}\rho_\infty U_\infty \sigma}{\dot{m}_2} - 1 \quad (2-36)$$

Remplazando en la expresión general para la efectividad de enfriamiento de la ecuación 2-27.

$$\eta = \frac{1}{1 + \frac{\dot{m}_\infty C_{p\infty}}{\dot{m}_2 C_{p2}}}$$

y asumiendo $C_{p\infty} = C_{p2}$ y $\dot{m}_2 = \rho_2 U_2 s$

$$\eta = \frac{8}{7} \frac{\rho_2 U_2 s}{\rho_\infty U_\infty \delta} \quad (2-37)$$

tomando la ley de $1/7$, $\delta/x = 0,376 \text{Re}^{-1/5}$, y remplazando en la ecuación anterior resulta:

$$\eta = 3,03(x/Ms)^{0,8} \text{Re}_2(\mu_2/\mu_\infty)^{0,2} \quad (2-38)$$

Donde $\xi = (x/Ms) [(\mu_2/\mu_\infty) \text{Re}]^{-0,25}$.

$$\eta = 3,02\xi^{-0,8} \quad (2-39)$$

2.3.2. Modelo 2D de sumidero de calor incompresible basado en integración

El modelo propuesto por Tribus y Klein modela de sumidero de calor a partir del calculo de la distribución de temperatura usando un método de integración Rubesin. El método al no considerar el efecto que tiene el flujo máscico del fluido inyectado en la capa límite lleva a una sobrepredicción de la efectividad de enfriamiento (Goldstein [19]).

$$\eta = 5,76 \text{Pr}^{2/3} \text{Re}_2^{0,2} \left(\frac{\mu_2}{\mu_\infty} \right)^{0,2} \left(\frac{C_{p2}}{C_{p\infty}} \right) \left(\frac{x}{Ms} \right)^{-0,8} \quad (2-40)$$

Para aire $\mu_2 = \mu_\infty$, $C_{p2} = C_{p\infty}$ y $\text{Pr} = 0,72$

$$\eta = 4,62 \text{Re}_2^{0,2} \left(\frac{x}{Ms} \right) \quad (2-41)$$

2.3.3. Modelo que considera el efecto del ángulo de inyección y la temperatura adiabática - Goldstein y Haji-Sheikh

En este modelo se considera el efecto que tiene la inyección del fluido refrigerante en la capa límite, principalmente considerando el ángulo de inyección. Así mismo, en este modelo se considera la temperatura de pared adiabática en lugar de la temperatura promedio de la capa límite.

$$\eta = \frac{1,9 \text{ Pr}^{2/3}}{1 + 0,329(C_{p\infty}/C_{p2})\xi^{0,8}\beta} \quad (2-42)$$

En el que $\beta = 1 + 1,5 \times 10^{-4} \text{ Re}_2(\mu_2 W_\infty / \mu_\infty W_2) \sin \alpha$, y $\xi = (x/Ms) [(\mu_2/\mu_\infty) \text{ Re}]^{-0,25}$

2.4. Correlaciones teórico-experimentales

En los estudios experimentales se ha encontrado cierta independencia de la formación de la capa límite de temperatura al chorro de refrigeración o calentamiento. Este hecho fue comprobado al observar que aguas abajo de la descarga el perfil de temperatura no se encontraba totalmente desarrollado; independiente de la distancia que se midiera de la descarga, el perfil de temperatura puede describirse en su mayoría con la siguiente función exponencial. [19] K Wieghardt.

$$\frac{T_y - T_\infty}{T_{aw} - T_\infty} \sim \exp[-0,768(y/\delta_T)^{13/6}] \quad (2-43)$$

En la que y es la distancia desde la pared y δ_T hacen referencia a el espesor de la capa límite de temperatura.

En la siguiente figura se muestra el perfil de temperatura con la función exponencial anterior y los puntos hacen referencia a los puntos de medición de temperatura aguas abajo de la descarga.

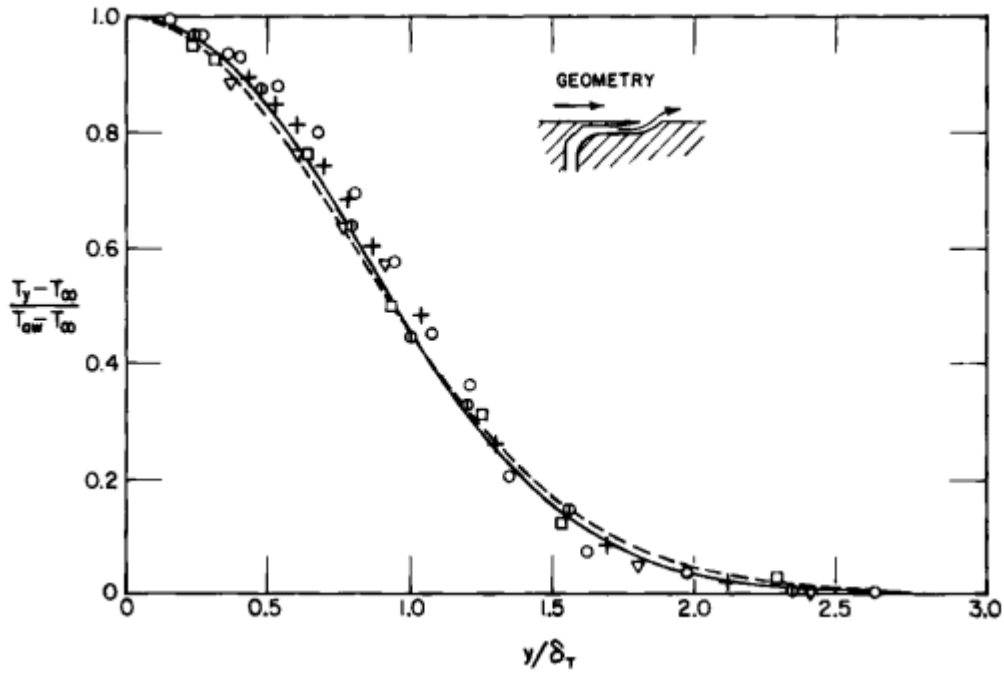








Figura 2-12: Capa límite adimensional de temperatura para diferentes puntos aguas abajo de la inyección, $M = 0,74$. Distancia de la inyección en metros: (\circ) 0.05, (+) 0.2, (∇) 2.0, (\square) 4.0. Tomado de Goldstein [19] y K.Wieghardt

A partir de mediciones, diferentes autores han llegado a obtener relaciones que se aproximan a los valores de efectividad de enfriamiento, en diferentes rangos de relaciones de soplado para geometrías específicas en algunas regiones aguas abajo de la superficie de descarga. Alguna de estas relaciones se muestran a continuación.

Tabla 2-1: Relaciones experimentales de efectividad de enfriamiento, extraído y adaptado de [19].

Autor	Relación η	M	Geometría
Wieghardt	$21,8(x/Ms)^{-0,8}$	0.22 - 1.9	
Hartnet	$16,9(x/Ms)^{-0,8}$	0.265 - 0.288	
Nishiwak	$1,77Re_x^{0,16}(x/Ms)^{-0,8}$	0 - 0.0975	
Scesa	$2,2(x/Ms)^{-0,5}$	0.2 - 1.14	
Seban	$25M^{0,4}(x/Ms)^{-0,8}$	0.27 - 0.76	
Hatch <i>et al</i>	$1,31 \exp(-0,229Re^{-0,2}(zh^{-1} - 1)/M)$	0.018 - 1.55	

El resultado de estas relaciones experimentales se muestra en la siguiente figura.

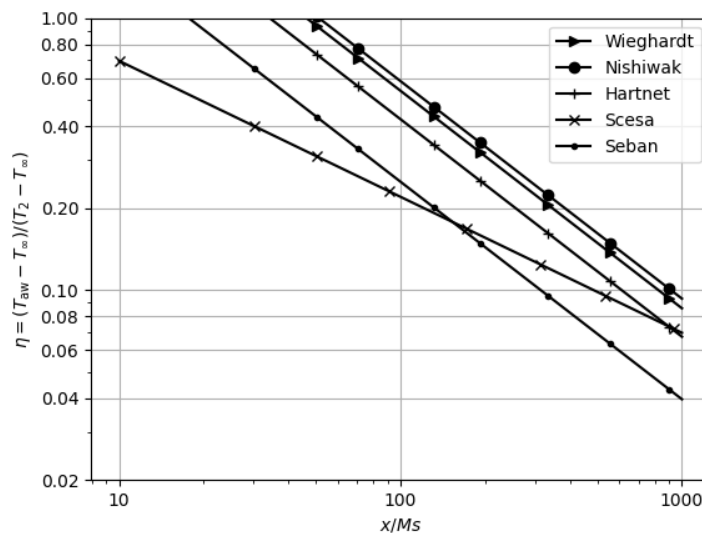


Figura 2-13: Relaciones experimentales, adaptado de [19].

Por otro lado, se han propuesto correlaciones como las que se muestran en la siguiente tabla, principalmente por Bunker y Colban [51]. En las que experimentalmente se ha determinado los valores de las constantes (C_1, C_2, C_3) para diferentes rangos de aplicabilidad; relación de soplado (M), relación entre la salida agujero y la distancia ente agujeros (t/P), relación entre el diámetro del agujero y la distancia entre agujeros (D/P), ver figura 2-14.

Tabla 2-2: Relaciones usadas en la industria, Bunker y Colban 2-14.

Correlación $\bar{\eta}$	M	t/P	C_1	C_2	C_3
$\bar{\eta} = \frac{C_1}{\xi^{C_2}}$	0.2-2.5	0.31-0.65	1.1930	0.5809	
$\bar{\eta} = \frac{C_1}{C_2 + \xi}$	0.2	-	5.5605	-8.2863	
$\bar{\eta} = \frac{C_1 Re_2^{0.2}}{\xi^{0.8}}$	0.5-1.5	0.57-0.65	0.2014		
$\bar{\eta} = \frac{C_1}{1 + \xi^{0.8}}$	0.2-2.5	0.32-0.65	2.1200		
$\bar{\eta} = \frac{1}{P/t + C_1 M^{C_2} \xi^{C_3}}$	0.5-2.5	0.31-0.65	0.1721	-0.2664	0.8749

En las correlaciones anteriores ξ es $\xi = \left(\frac{X}{MS_e}\right)$. En el que $\frac{X}{MS_e}$ es la distancia aguas abajo normalizada por la relación de soplado (M) y es la relación entre el área de salida y la distancia entre agujeros (A_{salida}/P), μ_2 y Re_2 son la viscosidad dinámica y el número de Reynolds del agujero.

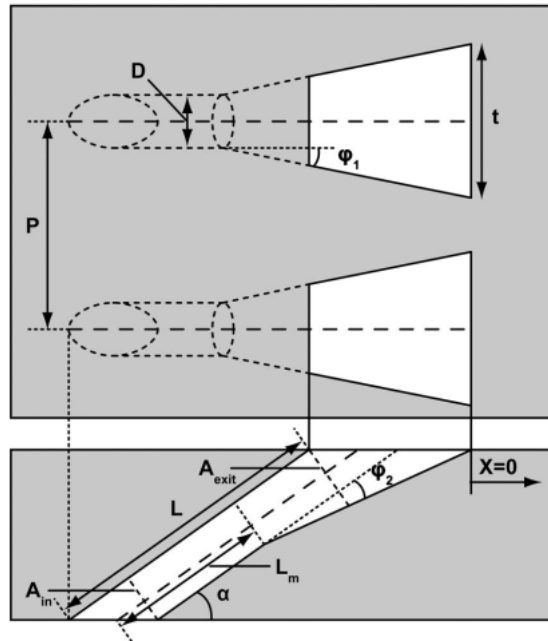
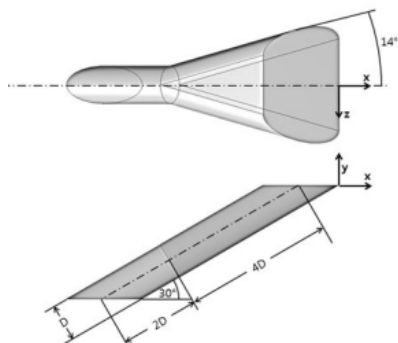


Figura 2-14: Parámetros de un agujero con forma de abanico, adaptado de [51].

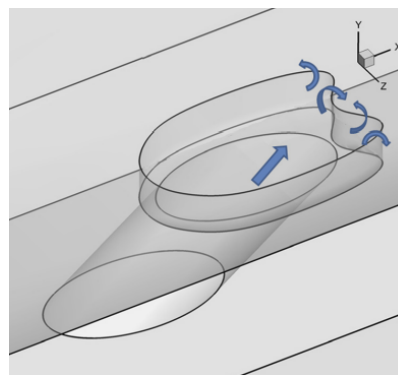
El sección de resultados se contrastan los resultados obtenidos mediante el modelo planteado y algunas de las correlaciones teóricas y experimental presentadas en esta sección.

3 Casos de refrigeración por película

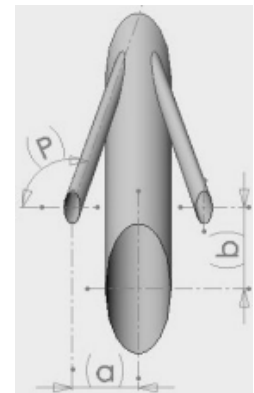
La refrigeración por película ha sido modificada de diferentes maneras en busca de incrementar la efectividad de enfriamiento. Una de estas modificaciones consiste en incrementar la propagación del refrigerante en la descarga. Esto se logra con una disminución de la penetración del refrigerante en el flujo principal haciendo que el refrigerante permanezca en una mayor área cerca a la superficie. Agujeros de refrigeración de geometría de divergente en la descarga (Kim et al [12]), o agujeros embebidos en un agujero superficial de mayor tamaño «cráter» (Kalghatgi et al [16]), adición de agujeros de menor tamaño ramificados al agujero principal (Heidmann et al [14]), adición de obstáculos aguas arriba han permitido incrementar la efectividad de enfriamiento en diferentes rangos de trabajo. Ver figura 3-1.



Agujero divergente, tomado de Kim et al [12]



Cráter, tomado de Kalghatgi et al [16]



Agujeros auxiliares,[14]

Figura 3-1: Geometrías que incrementan la efectividad de enfriamiento.

En este trabajo se asumió que la superficie de enfriamiento es una placa plana, ya que al ser una configuración más sencilla que la superficie de un álabe hay una mayor cantidad de estudios experimentales y numéricos. La placa plana permite ignorar los efectos de la curvatura del álabe sobre el flujo. Del mismo modo, facilita la generación de la malla computacional, y en estudios experimentales facilita su montaje, así como la pre evaluación y descarte de geometrías que no tendrían un rendimiento adecuado en álaves.

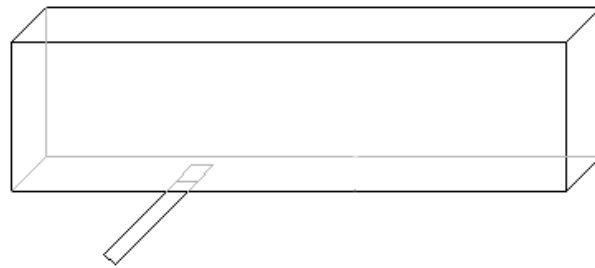
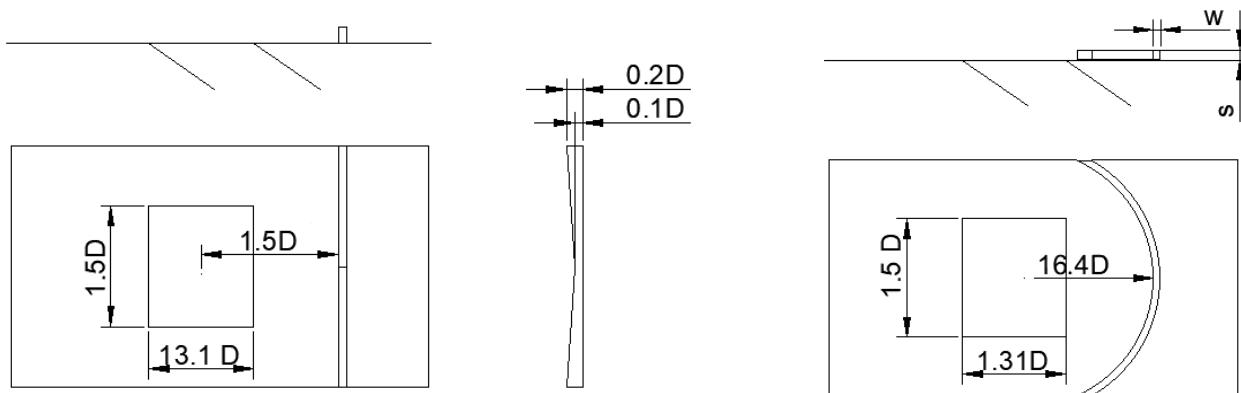


Figura 3-2: Placa plana. El canal horizontal es un canal abierto, y el canal inclinado es por donde es inyectado el refrigerante

Igualmente, se modificó el comportamiento del refrigerante en la placa plana a partir de la adición de un obstáculo triangular y otro curvo, los cuales se compararon con un caso sin obstáculo. En la figura 3-3 se muestra la geometría de los obstáculos junto con las dimensiones, $D = 10 \text{ mm}$, $s = 0.25D$, $w = 0.0875D$. Posteriormente en el capítulo 4 el rendimiento de refrigeración por película fue evaluado a partir de la efectividad de enfriamiento, el coeficiente de transferencia de calor por convección y el calor neto reducido.



a) Geometría obstáculo triangular.

b) Geometría obstáculo curvo

Figura 3-3: Geometrías obstáculo triangular y curvo. La geometría a) y b) se basaron en geometrías de los artículos de Abdala et al [57] y Zhang et al[20].

A pesar de que la aplicación del chorro en flujo cruzado (*jet in crossflow*) tiene su principal aplicación en álabes de turbina de gas, donde se dan grandes gradientes de temperatura es entre el flujo principal, el chorro refrigerante y el álabe, del orden de 10^3 K [54], en este caso se simplifica y se tiene una diferencia 20 K entre el aire del flujo principal y el chorro, esto con el objetivo de:

- o Tener una simulación estable para el campo de temperatura, ya que simulaciones con un gradiente de temperatura alto pueden generar números de Peclet > 2 los cuales pueden causar inestabilidades.

- Considerar gradientes de temperatura pequeños permite analizar que no hay cambios de densidad (ρ), tanto en el flujo principal, en el chorro y en la superficie.
- Poder comparar con los estudios experimentales y numéricos previos, los cuales han tenido la limitante de poder llevar estos experimentos a condiciones reales de una turbina de gas.

Este último ítem también ha tenido otro limitante, ya que en los estudios experimentales es más práctico calentar y mantener a una temperatura específica el flujo del chorro «refrigerante», el cual tiene un menor caudal comparado con el conducido por el túnel del viento. Por tal razón, estudios experimentales como el presentado por Rhee et al [56] han trabajado con chorros que tienen una mayor temperatura que el flujo principal (película de calentamiento), pero que según Goldstein [19] es un fenómeno equivalente a la película de enfriamiento, además son evaluados en términos adimensionales de la efectividad de enfriamiento η .

3.0.1. Condiciones de Frontera

El dominio computacional establecido consta de un flujo dentro de un tubo cuadrado (flujo de refrigeración), y flujo en superficie libre (flujo principal). El flujo principal tiene seis fronteras y el flujo de refrigeración tiene cinco fronteras. Los nombres de estas fronteras se muestran en la figura 3-4.

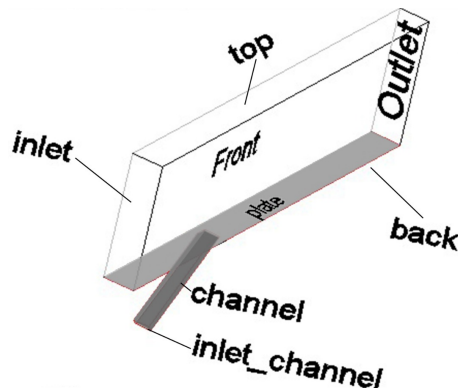


Figura 3-4: Nombres de las fronteras del dominio.

El flujo principal se da en una superficie libre, en la que la única pared es el parche inferior llamado *plate*, las demás caras del dominio son parches que pueden ser atravesados por el fluido. El flujo de refrigeración es un canal limitado por cuatro paredes inclinadas llamada *channel* con una entrada de flujo llamada *channel inlet*.

Las entradas del canal de refrigeración (*channel inlet*), y del canal principal (*inlet*) tienen condiciones de frontera para la velocidad del tipo Dirichlet, velocidad constante, en el que para la implementación en OpenFoam se utilizó la del tipo volumétrico ya que esta asume que

el perfil de velocidad ya se encuentra completamente desarrollado. Para la presión se considera que no hay cambios de presión aguas abajo de la entrada, por lo cual se asumen fronteras del tipo Newman nulo ($\frac{\partial p}{\partial n} = 0$). En el caso de la temperatura se considera una frontera con una temperatura fija, para el caso en el que se evalúa la efectividad de enfriamiento (η) la temperatura de entrada en el canal secundario (refrigeración/calentamiento) se tienen 318.15 K, y el flujo principal es de 298.15 K. En el caso en el que se evalúa el coeficiente de transferencia de calor por convección (h) ambas fronteras se fijan con 298.15 K.

En las fronteras sólidas, paredes del canal secundario y placa plana, la velocidad tiene una condición de no deslizamiento por tanto la velocidad es cero en todas las direcciones. La presión no tiene variaciones considerables de presión en la dirección perpendicular a estas, por lo cual sus fronteras son del tipo Newman nulo ($\frac{\partial p}{\partial n} = 0$). Para la temperatura se consideran condiciones de frontera del tipo Newman nulo ($\frac{\partial T}{\partial n} = 0$) para los casos en los que se calcula la efectividad de enfriamiento (η), pero en los casos que se calcula el coeficiente de transferencia de calor por convección h se tiene una frontera de Newman no nula ($q/k \approx \frac{\partial T}{\partial n}$) en la que se considera un flujo de calor (q) y la conductividad térmica del aire (k) a la temperatura de 298.15 K.

En los laterales *front* y *back* se tienen condiciones cíclicas ya en los trabajos experimentales se considera una serie de agujeros continuos en los que repite cada cierta distancia uniforme un agujero de descarga. El canal principal o superficie libre tiene en la parte superior *top* una condición de frontera de velocidad de deslizamiento libre, en la que la velocidad está determinada por la presión total atmosférica. La condición de frontera de presión es una condición de frontera fija en la que se establece una presión total que depende de la presión atmosférica. La temperatura tiene una condición de frontera de Newman nula.

En la siguiente tabla se resumen las condiciones de frontera aplicadas.

Frontera	p	U	T
channel	$\frac{\partial p}{\partial n} = 0$	(0 0 0)	$\frac{\partial T}{\partial n} = 0$
plate	$\frac{\partial p}{\partial n} = 0$	(0 0 0)	$\frac{\partial T}{\partial n} = 0, \frac{\partial T}{\partial n} = q/k$
inlet	$\frac{\partial p}{\partial n} = 0$	0.054 m ³ /s	T_∞
inlet channel	$\frac{\partial p}{\partial n} = 0$	0.0016875 m ³ /s	T_c
back	$p _{z=-\frac{L}{2}} = p _{z=\frac{L}{2}}$	$U _{z=-\frac{L}{2}} = U _{z=\frac{L}{2}}$	$T _{z=\frac{L}{2}} = T _{z=-\frac{L}{2}}$
front	$p _{z=\frac{L}{2}} = p _{z=-\frac{L}{2}}$	$U _{z=\frac{L}{2}} = U _{z=-\frac{L}{2}}$	$T _{z=\frac{L}{2}} = T _{z=-\frac{L}{2}}$
top	$p = p_0$ inflow $p = p_0 - \frac{1}{2}u^2$ outflow	$\frac{\partial U}{\partial n} = 0$ inflow $\frac{\partial U}{\partial n} = U_{i-1}$ outflow	$\frac{\partial T}{\partial n} = 0$
outlet	$p = 0$	$\frac{\partial U}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial T}{\partial n} = 0$

Tabla 3-1: Condiciones de frontera. Temperatura en la entrada del canal secundario $T_c = 318,15$ K, temperatura en el canal principal $T_\infty = 298,15$ K

Frontera	p	U	T
channel	zeroGradient	fixedValue	zeroGradient
plate	zeroGradient	fixedValue	zeroGradient/fixedGradiente ¹
obstáculo	zeroGradient	fixedValue	zeroGradient/fixedGradiente
inlet	zeroGradient	flowRateInletVelocity	fixedValue
inlet channel	zeroGradient	flowRateInletVelocity	fixedValue
back	cyclic	cyclic	cyclic
front	cyclic	cyclic	cyclic
top	totalPressure	pressureInletOutletVelocity	zeroGradient
outlet	fixedValue	zeroGradient	zeroGradient

Tabla 3-2: Condiciones de frontera en openFoam.

3.1. Generación de malla

El flujo en chorro cruzado está formado por un canal principal o placa libre y un canal secundario que lleva el chorro de refrigeración o calentamiento como se muestra a continuación. Este dominio se dividió en cuatro bloques que fueron construidos por medio de blockMesh.

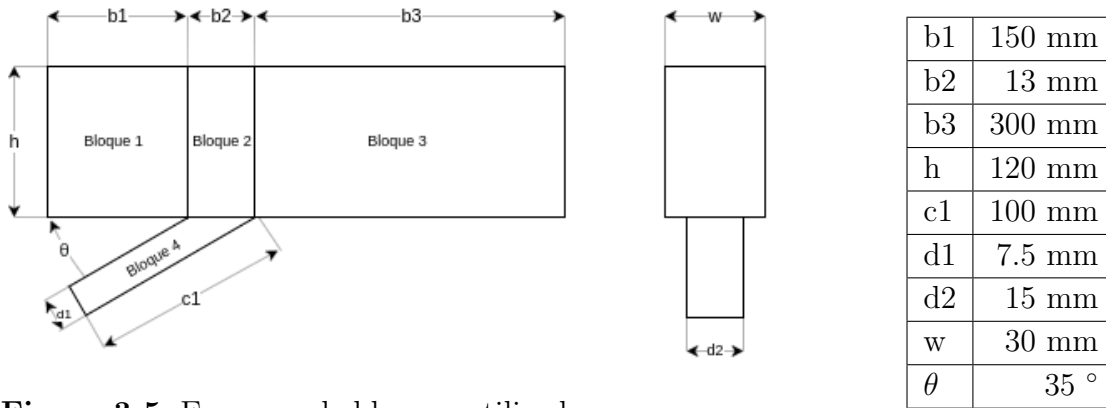


Figura 3-5: Esquema de bloques utilizado en blockMesh

Tabla 3-3: Dimensiones dominio

En los cuatro bloques se aplica un gradiente que concentra las celdas en la placa y en el área de descarga, donde se tuvo como principal restricción que la placa tenga un $y^+ < 5$. Al bloque 1 se le aplicó un gradiente tanto en la dirección x positiva como en la dirección y negativa. Al bloque 2 se le aplicó un gradiente en la dirección y negativa. Al bloque 3 se le aplicó un gradiente en la dirección x negativa y en la dirección y negativa. Al bloque 4 se le aplicó un gradiente en la dirección y positiva. El gradiente aplicado a la malla se especifica a partir de la relación de expansión ² de cada bloque en el archivo *blockMeshDict*.

²Relación de expansión: la relación entre longitud de cara de una celda en un extremo respecto a la longitud de cara de la última celda

	Relación de expansión	
	x	y
Bloque 1	0.06	53
Bloque 2	1	53
Bloque 3	26	53
Bloque 4	1	0.08

Tabla 3-4: Relaciones de expansión aplicadas a cada bloque.

Al aplicar los respectivos gradientes en el *simpleGrading* del *blockMeshDict* el resultado es el siguiente.

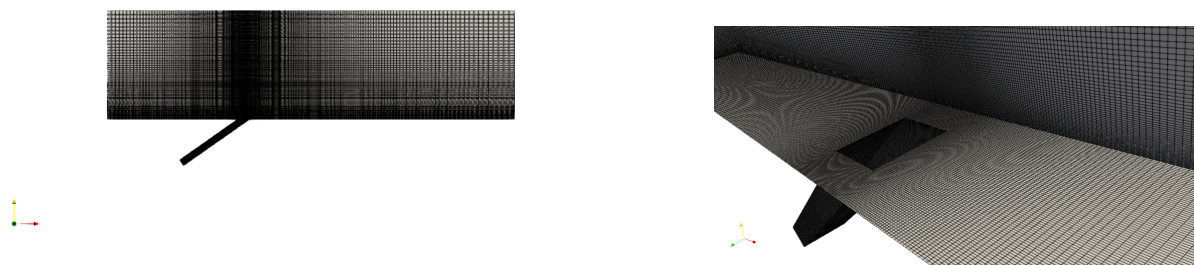


Figura 3-6: Malla generada con BlockMesh

Para el caso en el que se coloca un obstáculo aguas arriba del agujero de descarga se utilizó la malla de bloques anteriormente expuesta y luego se utiliza *snappyHexMesh* para generar la malla del obstáculo, la cual se encarga de extraer las características de un archivo stl y dar un refinamiento a la superficie.

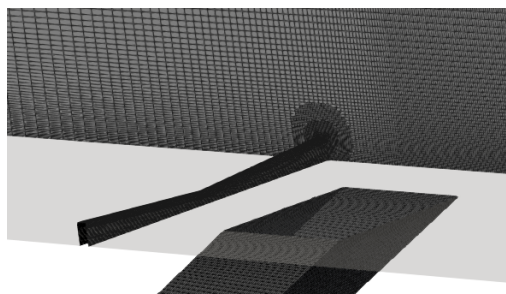


Figura 3-7: Malla obstáculo triangular.

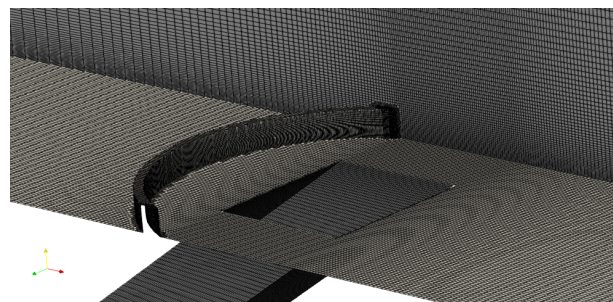


Figura 3-8: Malla obstáculo curvo.

3.2. Ecuaciones Gobernantes

3.2.1. Ecuación de continuidad

Uno de los principios más importantes en problemas que involucran el transporte a través de medios fluidos es el de continuidad, o conservación de masa. Este principio establece un balance simple entre la cantidad de masa atravesando las fronteras de un sistema y la variación de la misma dentro del volumen encerrado por tales fronteras. En forma general, este balance puede expresarse en forma diferencial como:

$$\left[\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} \right] dx dz dy = - \frac{\partial \rho}{\partial t} dx dy dz \quad (3-1)$$

Al escribirse en forma estandar:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0 \quad (3-2)$$

donde ρ es la densidad del medio fluido, y \mathbf{V} es el campo de velocidad de dicho fluido.

En el flujo incompresible la densidad permanece constante en el tiempo y en el espacio. Expandiendo la ecuación 3-2.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{V} \nabla \rho + \rho \nabla \cdot \mathbf{V} = 0 \quad (3-3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0 \quad (3-4)$$

3.2.2. Ecuación de momentum

La ecuación de momentum hace referencia a la segunda ley de Newton.

$$F = ma \quad (3-5)$$

En la que el volumen infinitesimal de fluido se encuentra sometido a *fuerzas de cuerpo*: las cuales actúan sobre todo el cuerpo, debido a la masa que estos tienen, e.g, fuerza gravitacional. Las *fuerzas de superficie*, son las que actúan sobre la superficie del cuerpo, estas se dividen entre fuerzas de corte, que actúan en forma tangencial sobre la superficie, y de presión, que actúan en forma normal sobre la superficie.

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\nabla \cdot \mathbf{V}) \mathbf{V} = - \frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{V} + g \quad (3-6)$$

3.2.3. Ecuación de Transporte

El modelo planteado es el de flujo incompresible, con lo cual se hace necesario resolver el campo escalar de temperatura mediante las ecuaciones de transporte escalar. La ecuación de transporte escalar tiene en cuenta la variación de la cantidad escalar (c) en el tiempo ($\frac{dc}{dt}$), el flujo de la cantidad escalar (c) a través de la fronteras ($\nabla \cdot j$), y la generación del escalar S dentro del volumen de control [55].

$$\frac{dc}{dt} + \nabla \cdot j = S \quad (3-7)$$

El término de flujo j puede dividirse como flujo convectivo $j_{convectivo} = cu$, y flujo difusivo $j_{difusion} = D\nabla c$, donde D es la difusividad. El término de generación S se divide en generación pura (S_S) y generación reactiva (S_R) [55].

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \nabla \cdot (D\nabla c) + \nabla \cdot (uc) = S_S + S_R \quad (3-8)$$

En el caso de transferencia de calor la temperatura se modela como escalar y de forma general la ecuación se expresa de la siguiente manera.

$$\frac{\partial T}{\partial t} - \nabla \cdot (k\nabla T) + \nabla \cdot (uT) = Q \quad (3-9)$$

Donde Q es el flujo volumétrico de calor, k es la conductividad térmica, A es el área, ρ es la densidad del material y c_p es el calor específico [55].

3.3. Métodos Numéricos y Algoritmos

El Método de Volúmenes Finitos fue empleado como método de discretización para resolver las ecuaciones gobernantes. Este método consiste en determinar una variable ϕ en un volumen de control. El método consiste en e.g. resolver la ecuación integral de la continuidad.

Ecuación de continuidad:

$$\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V} \phi) = \nabla \cdot (\Gamma \nabla \phi) + S_\phi \quad (3-10)$$

Ecuación integral de la continuidad después de aplicar el teorema de Gauss.

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \phi \, dV + \oint_S \rho \mathbf{V} \phi \cdot dS = \oint_S \Gamma \nabla \phi \cdot dS + \int_V S_\phi \, dV \quad (3-11)$$

En el que el primer término es el incremento o disminución de una cantidad ϕ en el tiempo. El segundo término representa el término convectivo o de transporte. El tercer término es el componente difusivo, y el cuarto término de generación de ϕ . Después de aplicar esta ecuación en cada volumen finito de dominio se obtiene una matriz de gran tamaño, la cuál se resolvió en el tiempo a partir de método Crank-Nicholson el cual es incondicionalmente estable debido a que es un método implícito.

Para tratar con el problema del acople presión-velocidad se utilizó el algoritmo PIMPLE, el cual tiene un buen balance entre precisión y costo computacional. Se uso dicho método debido a que el método PISO tiene un mayor costo computacional al resolver implícitamente tanto la presión como la velocidad. El método PIMPLE tiene un menor costo computacional que el PISO, ya que resuelve implícitamente la presión y explícitamente la velocidad (algoritmo semi-implícito). Mientras que el PIMPLE resuelve de manera semi-implícita pero realiza más iteraciones para corregir la velocidad y la presión. A continuación se da un breve paso a paso del algoritmo PIMPLE [59]. En openFoam se seleccionó el solucionador *pimpleFoam*

1. Construir la matriz de momentum y calcular la velocidad sin corregir ($U_{\text{sin corregir}}$) para un tiempo $t = t_i$.
2. Construir la matriz de momentum y calcular la velocidad sin corregir ($U_{\text{sin corregir}}$) para un tiempo $t = t_i$.

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \nabla \cdot (UU) + \nabla \cdot R = -\nabla p \quad (3-12)$$

3. Contruir la matriz de presiones y calcular la presión ($p_{\text{sin corregir}}$) a partir de la velocidad obtenida en el paso anterior.

$$\nabla^2 p = f(U, \Delta p) \quad (3-13)$$

4. Corregir las velocidades a partir de la presión calculada en el paso anterior $p_{\text{sin corregir}} \rightarrow U_{\text{corregido}}$.
5. Calcular la presión corregida a partir de la velocidad corregida $U_{\text{corregido}} \rightarrow p_{\text{corregido}}$
6. volver a calcular presión y velocidad a partir de $U_{\text{corregido}}$ y $p_{\text{corregido}}$
7. Avanzar al siguiente paso de tiempo ($t_{i+1} = t_i + \delta t$)

De igual manera la presión fue resuelta en cada iteración con el algoritmo GAMG (Geometric agglomerated algebraic multigrid solver) el cual permite realiza primeras estimaciones con mallas gruesas para luego tener esto como punto de partida para cálculos con mallas más finas [60]. Para la velocidad se usó el algoritmo *smoothSolver*.

4 Resultados

En este trabajo se evaluó el efecto que tiene agregar resaltos aguas arriba de la descarga de refrigerante sobre el enfriamiento por película en placa plana. Inicialmente, se comprobó la pertinencia del modelo presentado en el capítulo anterior. Primero se realizó un análisis de sensibilidad de malla, y posteriormente se validó el modelo usando los resultados experimentales presentado por Rhee et al [56] para la efectividad de enfriamiento (η) y para la capa límite, principalmente el espesor de momento (θ). Además, se compararon los resultados obtenidos con diferentes modelos teóricos bidimensionales presentados en el capítulo 2.

Una vez evaluada la pertinencia del modelo, se procedió a analizar el efecto sobre la efectividad de enfriamiento promedio en la sección transversal $\bar{\eta}$, el coeficiente de transferencia de calor por convección \bar{h} , el flujo de calor neto reducido (NHFR). El comportamiento de estos indicadores fue explicado a partir del comportamiento del flujo, siendo necesario revisar la distribución de temperaturas en la pared a partir de mapas de calor, así como la formación de vorticidad calculando el criterio Q, y el comportamiento del flujo teniendo en cuenta las variaciones de presión debidas a la descarga de refrigerante y a los obstáculos agregados.

4.1. Estudio de sensibilidad de malla y validación del modelo computacional

El estudio de sensibilidad de malla se llevó a cabo evaluando tres mallas con diferente cantidad de celdas, para el caso que se asume que la placa plana se encuentra aislada ($\dot{q} = 0$ o $\partial T/\partial n = 0$), en el que se encontró la distribución de temperatura y se evaluó la efectividad de enfriamiento η en la pared. Los resultados fueron comparados con los resultados experimentales encontrados por Rhee et al [56] para la misma geometría del agujero de refrigeración. El dominio computacional simulado es la placa plana mostrada en la sección anterior en la figura 3-6. En las tres mallas evaluadas (1.06, 1.4 y 2.9 millones de celdas) se garantizó el criterio $y^+ < 5$ y el incremento de celdas se realizó en la sección transversal (dirección z). Con la malla de 2.9 millones se tienen resultados más cercanos a los resultados presentados por Rhee et al [56], lo cual puede ser debido a que está malla cumple con el criterio de No-Ortogonalidad en todas sus celdas al tener una ortogonalidad máxima de 54.9 °. Las demás mallas tienen varias celdas con una ortogonalidad $> 70^\circ$. Así pues, está malla fue seleccionada como malla base para contrucción de las mallas de los obstáculos

seleccionados.

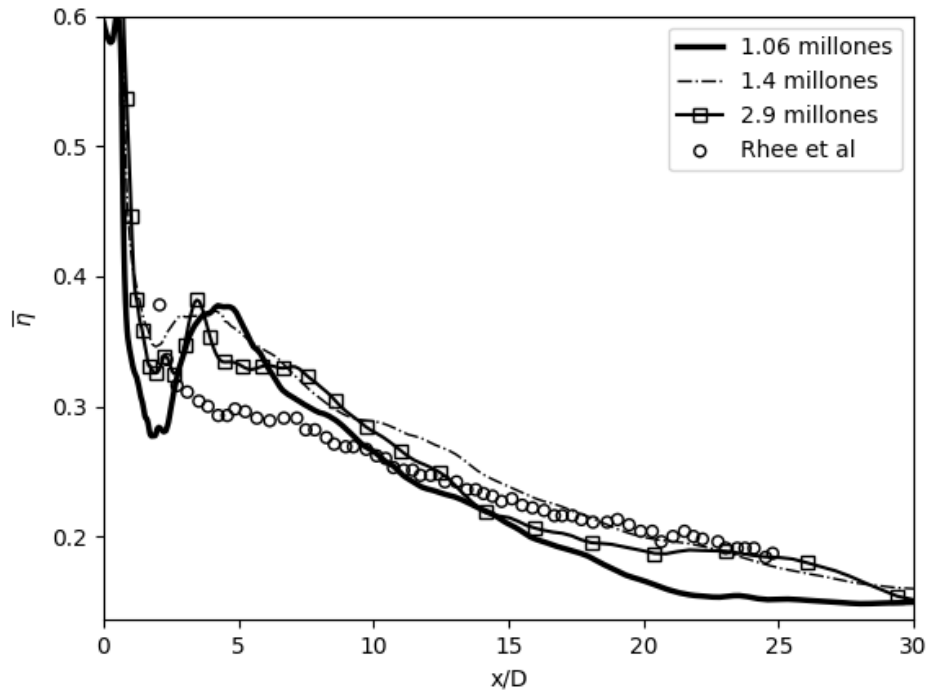


Figura 4-1: Sensibilidad de malla para placa plana sin obstáculo y con relación de velocidades entre el refrigerante (U_c) y el flujo principal (U_∞) $VR = U_c/U_\infty = 1$

Para los obstáculos curvo y triangular las mallas fueron de 3.4 y 4 millones respectivamente, como se muestra en las figuras 3-7 y 3-8, debido a que se requiere una mayor cantidad de celdas para enmallar la región de los obstáculos con suficiente detalle y al mismo tiempo cumplir con los criterios de ortogonalidad y oblicuidad (max non-orthogonality, max skewness), lo cuales garantizan estabilidad de la solución.

La discrepancia que muestra la efectividad de enfriamiento promedio en $3 < x/D < 10$ con los resultados experimentales de Rhee [56], figura 4-1, pueden deberse a que la capa límite del flujo principal en la descarga presenta diferencias entre la simulación y los resultados experimentales. Principalmente, debido a que el montaje experimental de Rhee [56] tiene una mayor distancia aguas arriba de la descarga ($55D=550$ mm) lo que permite tener un perfil de velocidad más desarrollado, mientras que en la simulación, debido a las limitaciones computacionales solo se cuenta con 15 diámetros (150 mm). Además, el caso experimental de Rhee considera una intensidad turbulenta del flujo principal $Tu = 0.5\%$, lo cual no fue considerado en este modelo, ya que por simplicidad se consideró un modelo laminar. Por tal razón al comparar los resultados de espesor de momento θ y espesor de capa límite δ

estos tienen una variación cercana a un orden de magnitud. No obstante, al comparar los resultados de la simulación con correlaciones teóricas para la capa límite turbulenta, ley de $1/7$, y con otros estudios experimentales, Zhou et al [58], estos valores de la capa límite sí se encuentran dentro del mismo orden de magnitud, tabla **4-1**, lo cual se discute a continuación.

Para comparar estos resultados de capa límite fue necesario configurar un caso adicional, en el que no se considera la refrigeración: el flujo principal no es perturbado por el refrigerante y solo se tiene el flujo principal en una placa plana sin obstáculos, ver figura **4-2**, ya que las ecuaciones de capa límite pierden validez cuando hay separación del fluido Cengel et al [52], como ocurre justo aguas abajo de la descarga de refrigerante Acharya [26]. En el estudio experimental de Zhou [58] se obtuvieron las propiedades de la capa límite considerando únicamente el túnel de viento sin la refrigeración.

En el caso de Zhou se tiene una velocidad mayor para el flujo principal ($U_\infty = 25 \text{ m s}^{-1}$), respecto a los ($U_\infty = 15 \text{ m s}^{-1}$) de la simulación, pero los resultados de la capa límite, tabla **4-1**, se encuentran en el mismo orden de magnitud, debido a que tiene una distancia aguas arriba de ($x/D = 22$), menor que la de Rhee ($x/D = 55$). No obstante, la forma del perfil de velocidad de la simulación parece más laminar. En cuanto a las relaciones teóricas, este se encuentra más cerca de los que predice la ecuación laminar que la turbulenta, tabla **4-1**.

Para el caso sin refrigeración, se trazaron los perfiles de capa límite en la distancia de 15 diámetros aguas abajo ($x/D=15$), distancia a la que se da la descarga refrigerante en los demás casos aquí tratados, ver figura **4-3**. De igual manera se encontró que en una distancia $x/D=40$ se alcanza un perfil totalmente desarrollado, lo cual es una información que permite corroborar que para alcanzar un perfil desarrollo de la capa límite en simulaciones el costo computacional se incrementa, pues habría que ampliar la distancia aguas abajo, que es la región de mayor interés.

	θ [mm]	δ^* [mm]	δ [mm]	Re_θ	Re_x	U_∞ [m s ⁻¹]
Simulación (X/D=15)	0.206	0.601	1.7	194	1.41×10^5	15
Rhee [56]	2.4	3.5	24	2400	-	15
Zhou	0.6	-	6	960	1.8×10^5	25
Ley de 1/7	0.441	0.551	4.41	415	1.41×10^5	15
Laminar	0.265	0.687	1.91	240	1.41×10^5	15

Tabla 4-1: Comparación capa límite simulación con resultados experimentales, Rhee [56] y Zhou [58], relaciones teóricas turbulenta (ley de 1/7) y laminar.

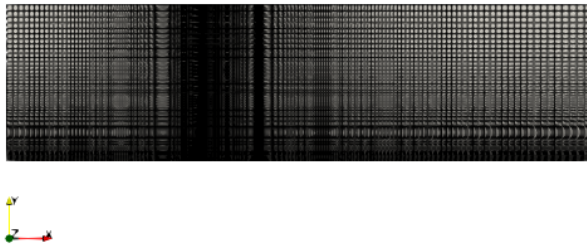


Figura 4-2: Dominio sin refrigeración.

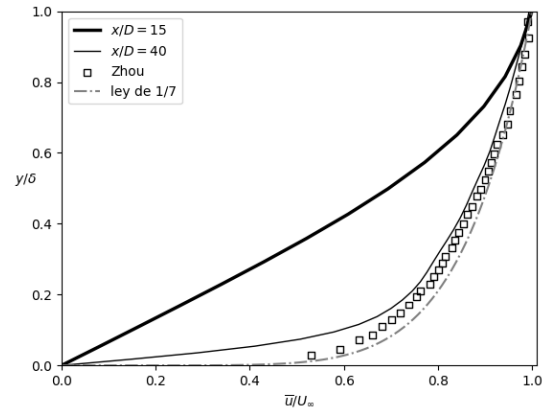


Figura 4-3: Perfiles de velocidad en la descarga $X/D = 15$, aguas abajo de la descarga $X/D = 40$, perfiles de Zhou [58] y perfil ley de 1/7

Al igual que se compararon los resultados de efectividad de enfriamiento $\bar{\eta}$ de la simulación de la placa plana sin obstáculos con los resultados experimentales expuestos por Rhee et al [56], también se compararon con algunas de las correlaciones teóricas y experimentales expuestas en el capítulo 2 con los resultados de la placa plana sin obstáculos y con refrigeración, figuras 4-4 y 4-5.

Las relaciones teóricas que se compararon en las figuras 4-4 4-5 son las expuestas por Librizi et al y Kutateladze et al, las cuales toman como enfoque el inicio de la capa límite justo en la descarga ($x = 0$) y justo antes de la descarga ($x < 0$), respectivamente, ver capítulo 2 ecuaciones (2-30) y (2-33). Para las correlaciones experimentales se tomaron la de Scesa (tabla 2-1), Bunker y Colban (tabla 2-2).

Las correlaciones que tienen menor aproximación a la efectividad de enfriamiento del caso simulado son los ajustes experimentales de Scesa y Colban. En el caso de Scesa se justifica en que es una correlación que únicamente es bidimensional y no considera la geometría del agujero y el ángulo de la descarga es perpendicular al flujo principal. Por otro parte, la correlación de Colban considera el espaciamiento que pueden tener otros agujeros, sin embargo, fue obtenida a partir de datos experimentales de un caso en el que se tienen agujeros cilíndricos que van incrementado su diámetro a medida que se aproximan a la descarga, lo cual generar de una mejor dispersión del refrigerante a lo ancho del domino, de ahí que la estimación esté por arriba del caso simulado al considerar estos efectos.

Las relaciones teóricas de Librizzi et al y Kutateladze et al, junto con la relación experimental

de Bunker mostraron tener la mejor aproximación especialmente para $x/D > 6$ como se muestra en las figuras 4-4 y 4-5. La discrepancia entre estas relaciones y los resultados obtenidos en cercanías a la descarga, $x/D < 6$, se pueden deber a que las relaciones teóricas consideran una capa límite que se va desarrollando uniformemente a partir de la descarga y no consideran los efectos de la separación del fluido debidos a la descarga de refrigerante. En la figura 4-5 se observa con mayor detalle la diferencia de la predicción de las relaciones teóricas.

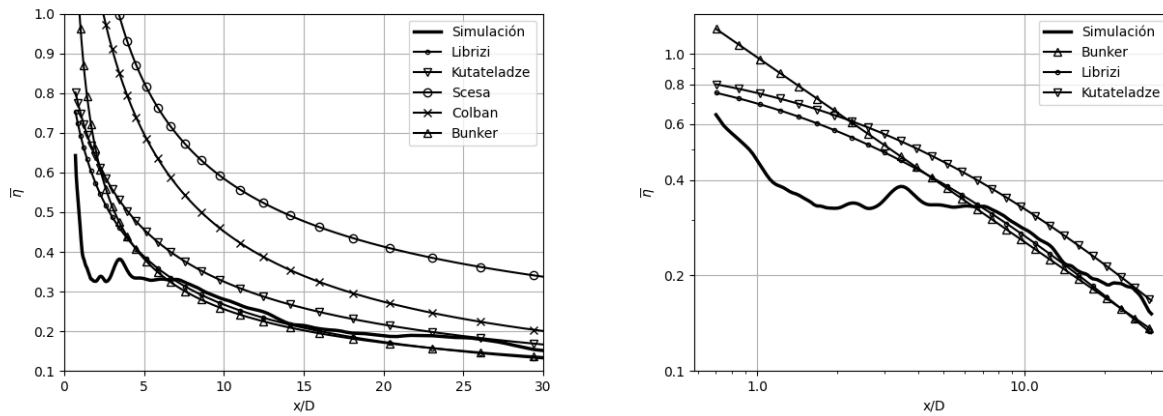


Figura 4-4: Simulación vs relaciones teóricas **Figura 4-5:** Relaciones de $\bar{\eta}$ con mejor y experimentales de $\bar{\eta}$ ajuste.

A continuación se muestra como el chorro de refrigerante afecta la capa límite en cercanías de la descarga del refrigerante en cada uno de los casos tratados.

4.2. Estructura del flujo

El chorro en flujo cruzado está compuesto por tres regiones características, enumeradas en el capítulo 2 en la figura 2-2. Para cada uno de los casos tratados se caracteriza la línea de corriente central del chorro del refrigerante, figura 4-6, identificando sus regiones a continuación, según Rajaratnam [22]. La *región central potencial* en $X/D < 0,7$, todos los chorros tienen la misma pendiente, lo cual es debido a que no han sido altamente afectados por los esfuerzos generados por la corriente del flujo principal. A partir de $X/D > 0,7$ los tres chorros se separan, estando la *región de máxima deflexión* comprendida en $0,7 < X/D < 10$. En esta región se comienzan a formar el par de vórtices de contrarrotación (vórtices de riñón). La *región de vórtices* empieza a partir de $X/D > 10$ y es caracterizada por la disminución de la velocidad angular de los vórtices.

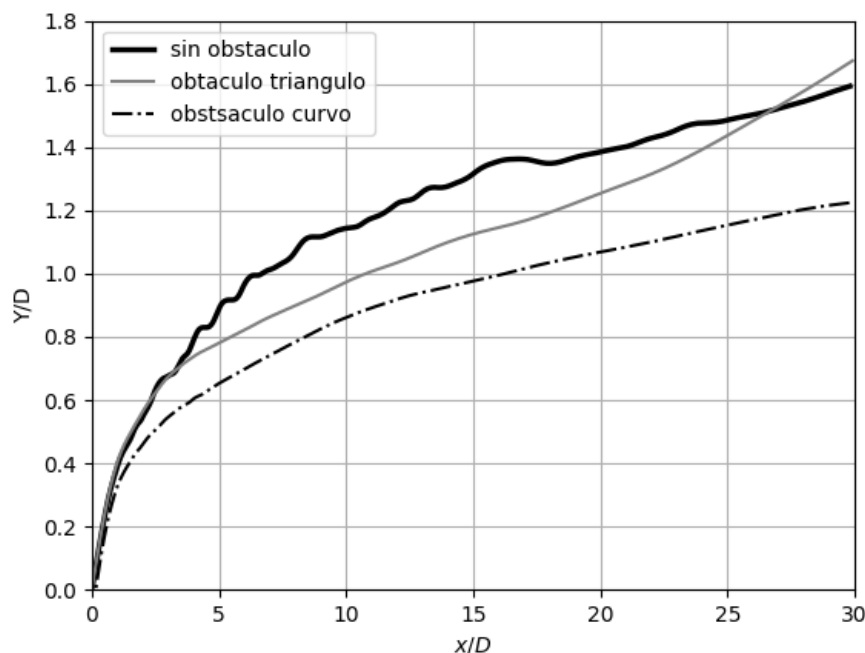
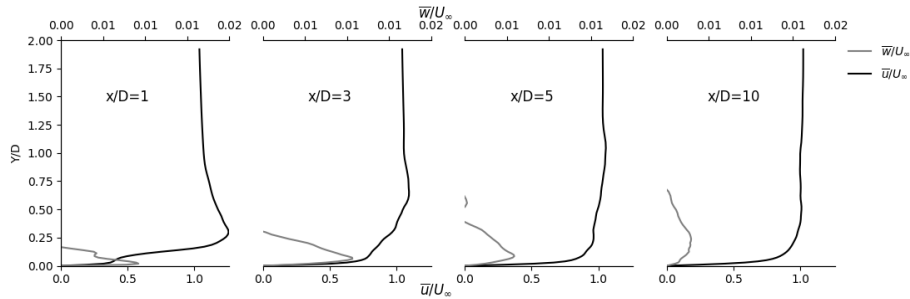


Figura 4-6: Trayectorias del chorro.

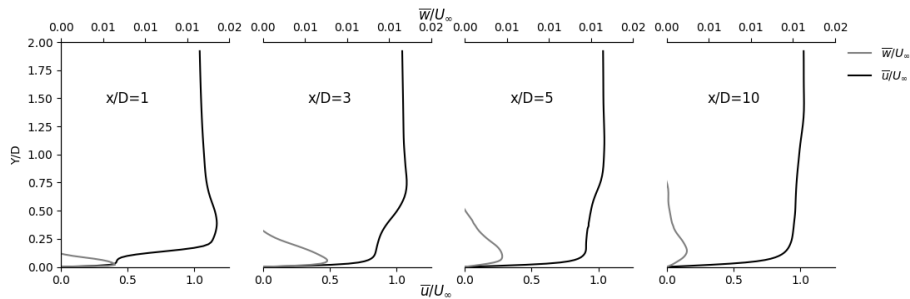
De los tres chorros evaluados, el chorro que tiene mayor penetración en el flujo principal y mayor elevación es el que tiene únicamente la placa plana con refrigeración sin obstáculo. Esto se refleja en el hecho de que el chorro tiene una mayor inercia respecto a los casos con el obstáculo triangular y curvo. Como se muestra en los perfiles de velocidad promedio en el tiempo y en la sección transversal de cada uno de los casos en una distancia de un diámetro aguas abajo $x/D = 1$, figura 4-7. En el que, el caso sin obstáculo tiene un exceso de velocidad ($\bar{u}/U_\infty > 1$) mayor a los demás casos ($\approx 20\%$), en $y/D = 0.28$, figura 4-7. En el obstáculo triangular también hay exceso de velocidad ($\approx 12\%$), en $y/D = 0.35$, pero es menor al del caso sin obstáculo. Contrariamente el obstáculo curvo presenta un flujo inverso en $x/D = 1$ y $y/D = 0.55$. Así mismo, al obtener el perfil de velocidad normalizada promedio (\bar{w}/U_∞) en la dirección z , en $x/D = 1$, para la mitad de la región transversal ($0 < z/D \leq 1.5$), se tiene que el obstáculo curvo tiene un mayor flujo en esta dirección, lo cual indica que en cercanías a la descarga el refrigerante tiene una mayor dispersión lateral en ($x/D = 1$), comparado con los demás casos.

En $x/D = 3$, se tiene que para el caso sin obstáculo se reduce el exceso de velocidad $\approx 6\%$, en la posición vertical $y/D = 0.57$. En el obstáculo triangular desaparece el exceso de velocidad, pero aparece un gradiente adverso de presión (punto de inflexión en el perfil de velocidad) el cual se va atenuando cuando llega a $x/D = 10$, comportándose como un perfil completamente desarrollado. En el obstáculo curvo desaparece el flujo inverso para $x/D = 3$, no obstante

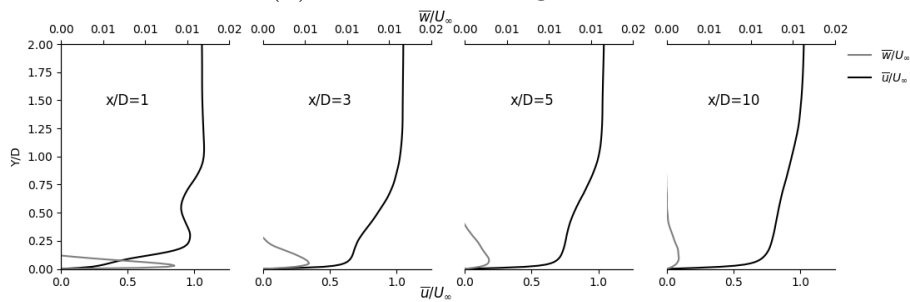
continua presentándose un gradiente adverso de presión debido a que hay un punto de inflexión en este plano, y en $x/D = 5$, en las posiciones verticales $y/D = 0.286$ y $y/D = 0.380$, respectivamente. En $x/D = 10$ no ha terminado de desarrollarse el perfil de velocidad, figura 4-7.



(a) Sin obstáculo



(b) Obstáculo triangular



(c) Obstáculo curvo

Figura 4-7: Perfiles de velocidad y variación de la velocidad en x .

Además de la trayectoria, la inercia del chorro afecta las características de la formación de vórtices. Como se muestra en las figuras 4-8 a 4-10, en todos los casos hay una formación de un par de vórtices en cercanías a la descarga en $x/D = 1$, los cuales son pequeños; no afectan en mayor medida el flujo mostrado en la representación LIC y al observar criterio Q en el mapa de calor tiene una mayor predominancia la deformación (azul) respecto a la vorticidad (rojo). Pero al desplazarse aguas abajo los vórtices comienza a aumentar de tamaño haciendo que su centro esté a una altura mayor, y que la distancia entre ambos

vórtices disminuya, aumentando la vorticidad (rojo) y disminuyendo la deformación (azul) proporcionalmente mostrada en los planos $x/D = 3$ y $x/D = 5$. En el caso sin obstáculo no es posible ver esa tendencia en el último plano estudiado $x/D = 5$, en la cual ambos vórtices pierden alineación vertical.

En la figura 4-11 se observa como los centros de los vórtices van aumentando su separación con la superficie (altura) y su separación entre sí conforme el refrigerante avanza aguas abajo. Siendo el obstáculo curvo el de menor separación con la superficie, y el caso sin obstáculo el de mayor separación.

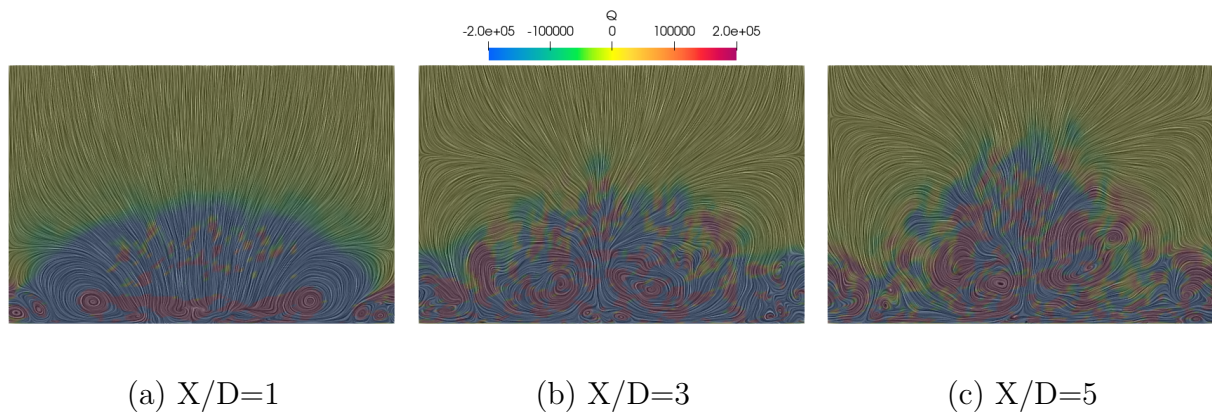


Figura 4-8: Criterio Q con representación LIC de la placa plana sin obstáculo en planos $y - z$ aguas abajo de la descarga.

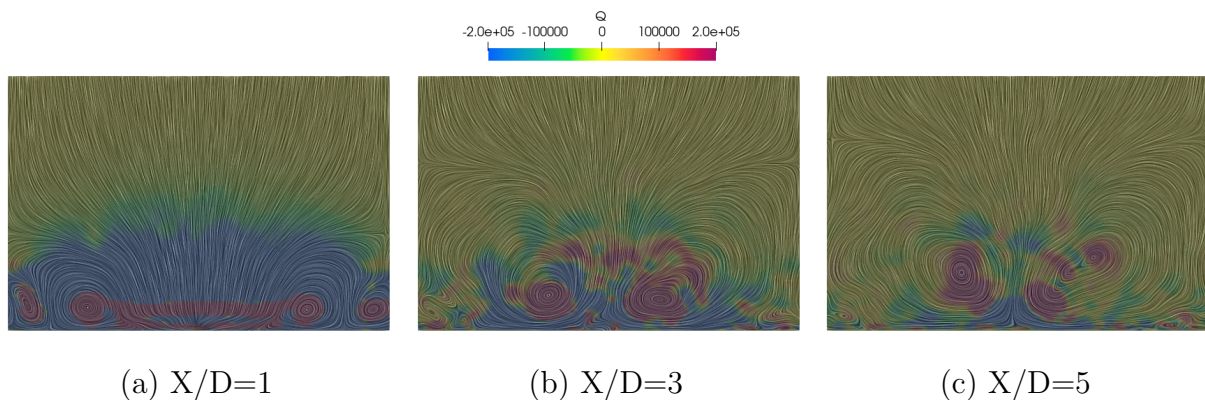


Figura 4-9: Criterio Q con representación LIC del obstáculo triangular en planos $y - z$ aguas abajo de la descarga.

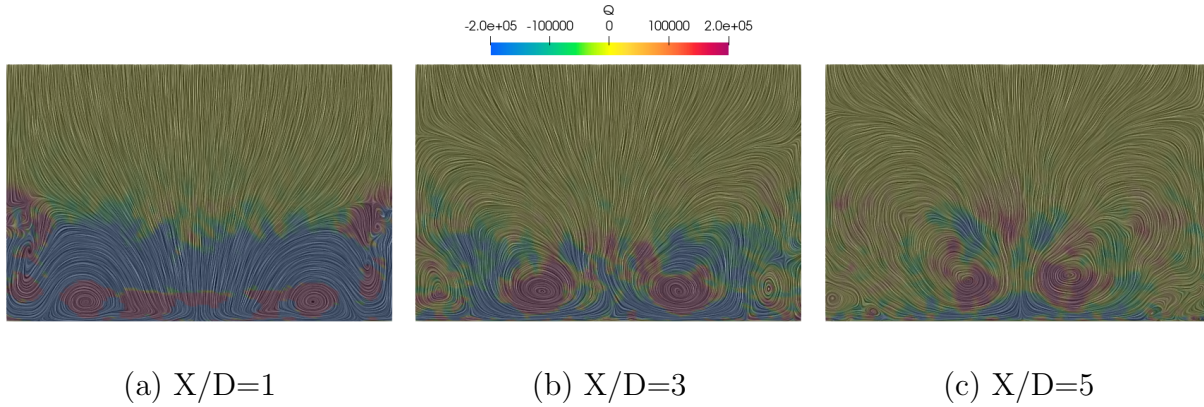


Figura 4-10: Criterio Q con representación LIC del obstáculo curvo en planos $y - z$ aguas abajo de la descarga.

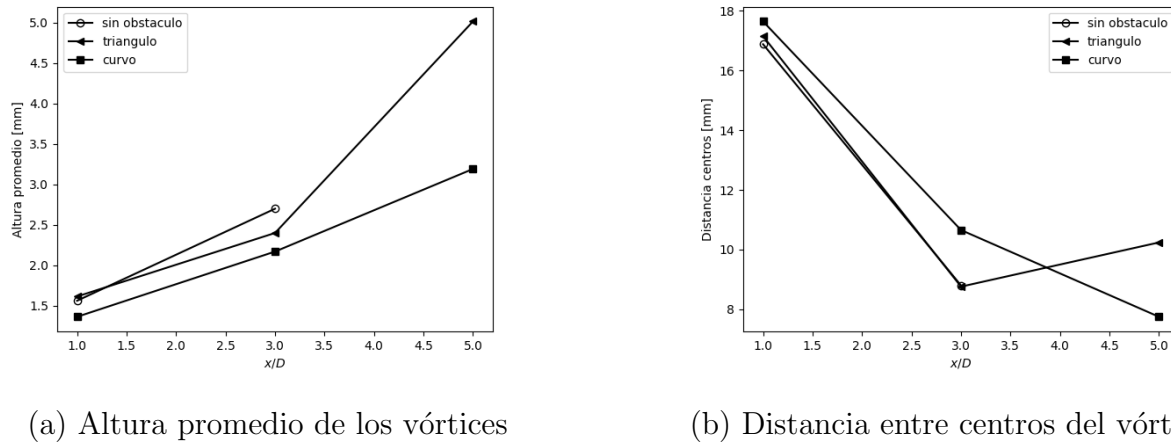


Figura 4-11: Características de los vórtices para los diferentes casos estudiados.

Igualmente se identificó el sentido de la rotación de estos vórtices a partir del cálculo de la vorticidad en cercanías a la pared **4-12**, lo que permite comprobar que se trata de un par de vórtices de contrarrotación (CRVP) o vórtices de riñón al tener vorticidades invertidas. Estas estructuras son el mecanismo que tiene una incidencia elevada en la efectividad de enfriamiento promedio (\bar{n}) al atraer el aire «caliente» hacia la superficie.

El par de vórtices de contrarrotación (CRVP) y otras estructuras coherentes fue posible identificarlas a partir del iso contorno 3D del criterio Q . Las estructuras de herradura «Horseshoes» se identificaron a partir del cálculo del criterio Q con la velocidad promediada en el tiempo. Las estructuras como las horquillas «hairpin» solo fueron observables a partir del cálculo instantáneo de la velocidad, figuras **4-13**, **4-14** y **4-15**.

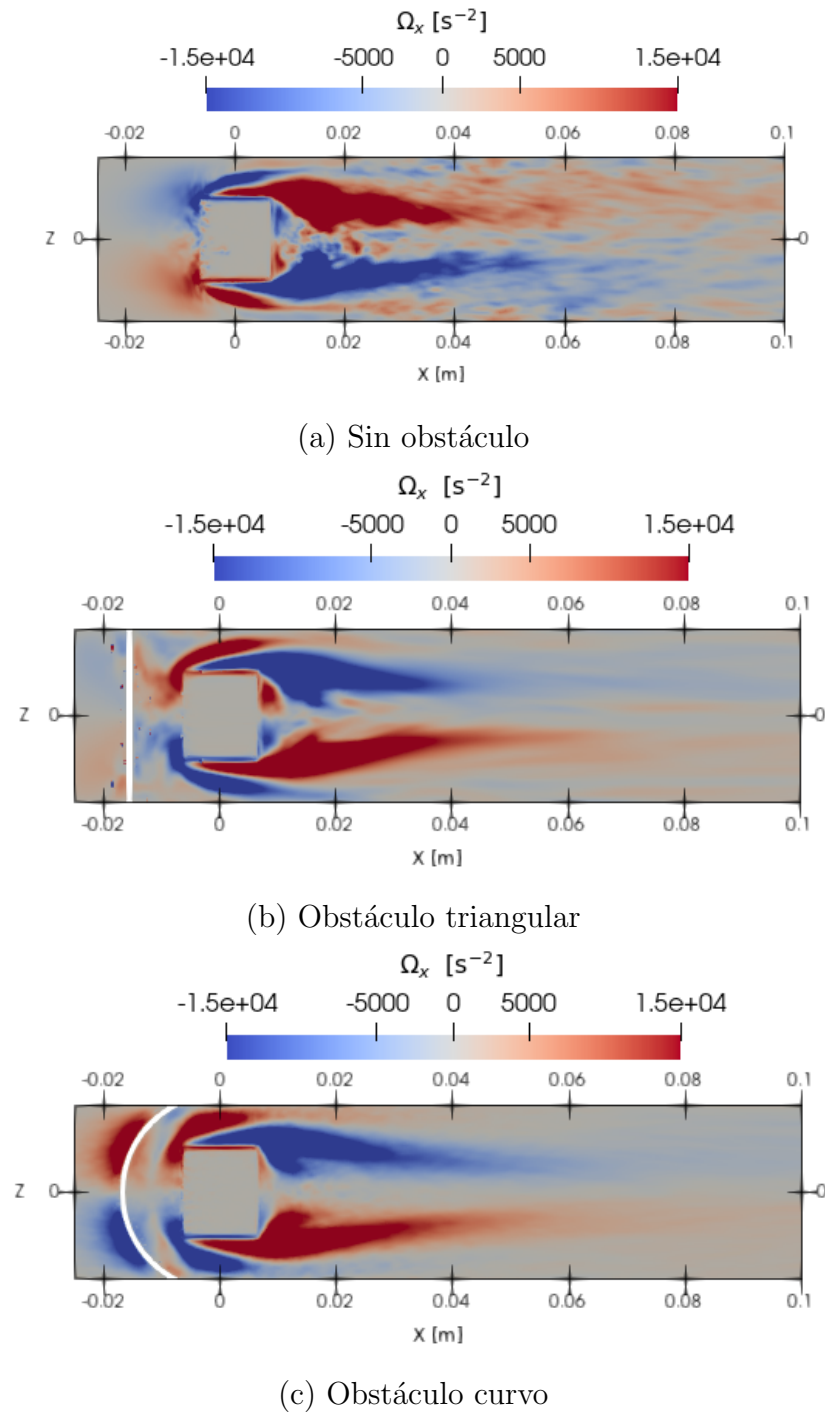
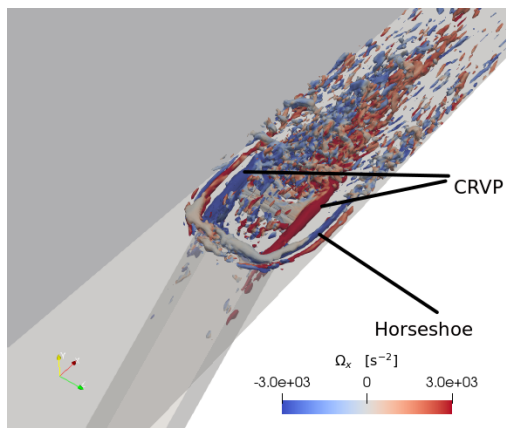


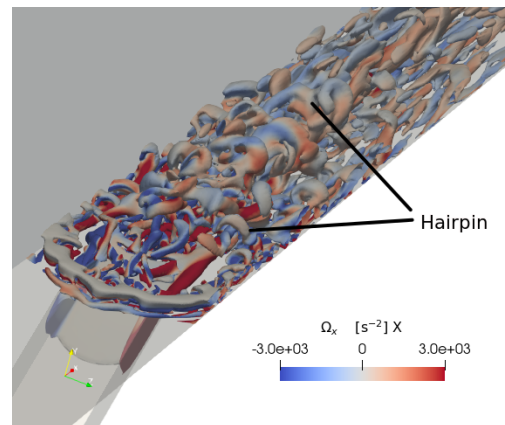
Figura 4-12: Vorticidad en la pared.

Comenzando de aguas arriba a aguas abajo, se tiene que inicialmente aparece un vórtice de herradura «Horseshoe», el cual envuelve la entrada del canal. Este vórtice «Horseshoe» se desarrolla cuando el flujo se encuentra con un cuerpo vertical [26], en este caso con el chorro. En la figuras que calculan el criterio Q a partir de la velocidad promedio, figuras 4-13 a 4-15,

se puede ver que además cada ramificación del vórtice de herradura desarrolla una vorticidad con diferente sentido de giro. Por otro lado, en el agujero se puede notar que se forman dos vórtices de contrarrotación «CVPR» lo cuales nacen de los extremos laterales de este. A medida que se avanza aguas abajo se van juntando hasta desaparecer y comparativamente son más gruesos que los vórtices de herradura. Del mismo modo, el obstáculo triangular y curvo tienen una acumulación de la estructura Q con la forma del obstáculo, figura 4-14 y 4-15, la cuál no tiene una vorticidad definida.

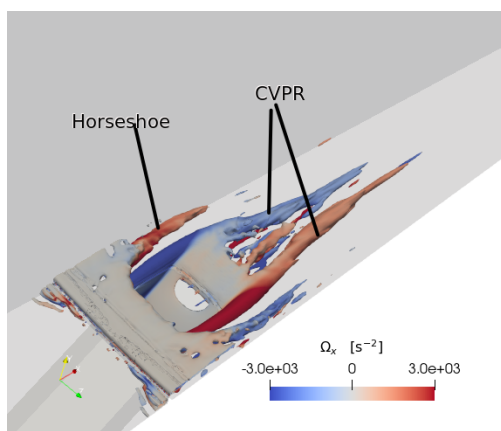


Q a partir de la velocidad promedio

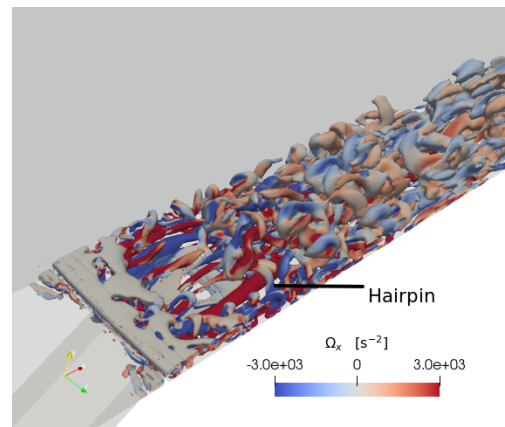


Q a partir de la velocidad instantanea

Figura 4-13: Isocontorno criterio Q iluminado con la vorticidad (Ω_x) para el caso sin obstáculo.

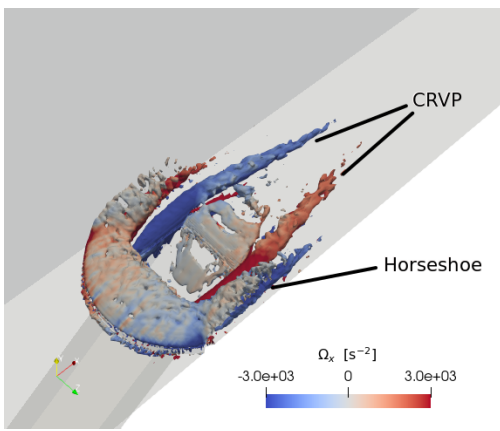


Q a partir de la velocidad promedio

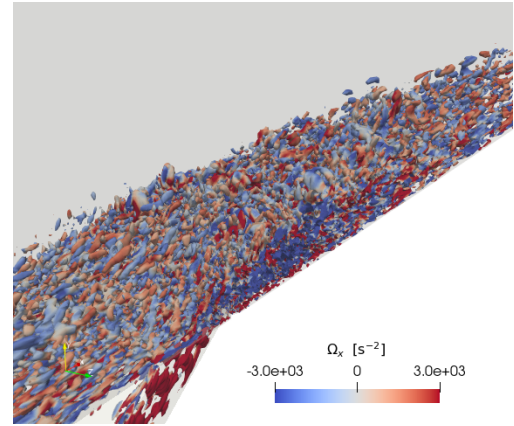


Q a partir de la velocidad instantanea

Figura 4-14: Isocontorno criterio Q iluminado con la vorticidad (Ω_x) para el caso del obstáculo triangular.



Q a partir de la velocidad promedio



Q a partir de la velocidad instantaneo

Figura 4-15: Isocontorno criterio Q iluminado con la vorticidad (Ω_x) para el caso del obstáculo curvo.

El isocontorno del criterio Q calculado a partir de la velocidad instantánea permitió identificar vórtices de horquilla «Hairpin», figura 4-13 y 4-14. Los cuales se revelaron al capturar un isocontorno Q de 50000, mientras que las estructuras antes identificadas se revelaron con Q de un orden de magnitud mayor ($Q=500000$). Esto además muestra que el fluido está dominado por los vórtices de contrarrotación «CRVP». A continuación se evaluarán los indicadores de rendimiento y se relacionarán con los efectos del campo de flujo descrito.

4.3. Efectividad de enfriamiento (η)

La efectividad de enfriamiento promedio $\bar{\eta}$ es incrementada por los obstáculos localizados aguas arriba, figura 4-16. Siendo el obstáculo curvo el que logra tener un mayor efecto en el incremento de la efectividad de enfriamiento. De igual manera, el obstáculo triangular también tiene un efecto de incremento respecto al caso sin obstáculo (placa plana). Este efecto aumentativo que tienen los obstáculos sobre la efectividad de enfriamiento se relaciona con las características de los chorros, figura 4-6. En el que la trayectoria del chorro del obstáculo curvo es la que tiene una menor penetración en el flujo principal, y el caso de la placa plana sin obstáculo es la que tiene una mayor penetración del flujo principal. Lo cual muestra que los chorros con obstáculo tienen una menor separación de la pared. De igual modo, las características de los vórtices de contrarrotación (CRPV) muestran que en el caso de los obstáculos, los centros de los vórtices permanecen una distancia mayor más cerca a la pared que el caso sin obstáculo, figura 4-11. En la que el obstáculo curvo es el caso que mantiene los centros de los vórtices más cerca a la pared, seguido por el obstáculo triangular, y finalmente el caso sin obstáculo en el que un vórtice está mucho más arriba del otro para el último plano mostrado, figura 4-8.

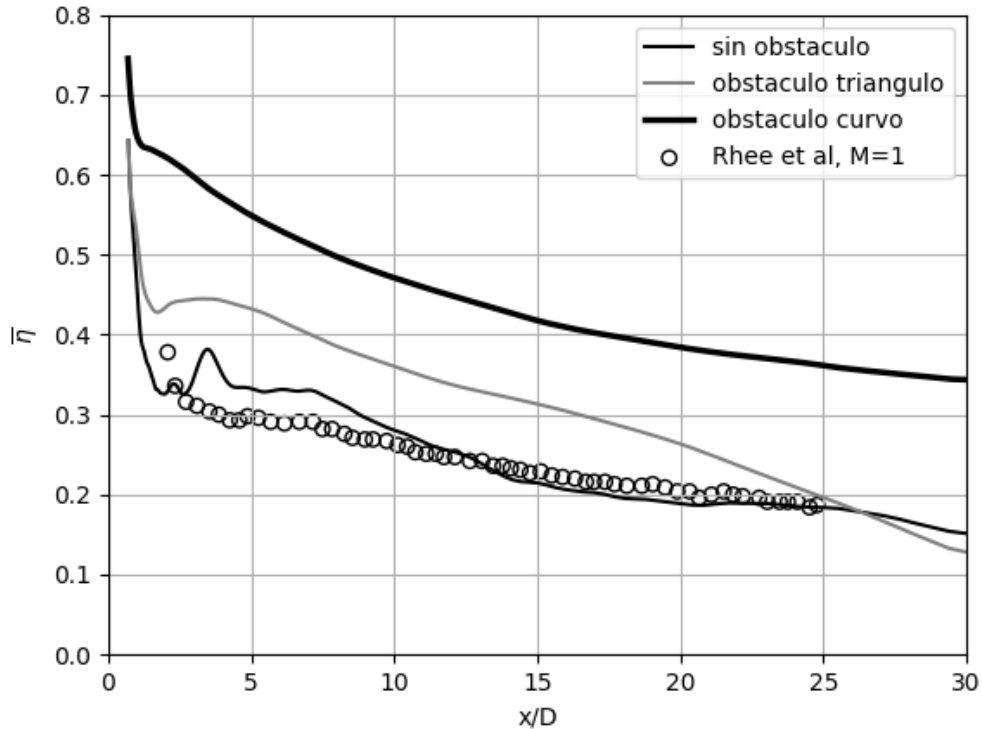


Figura 4-16: Efectividad de enfriamiento promediada en el tiempo y en la sección transversal.

La cercanía a la pared de los vórtices de contrarrotación (CRVP) y su efecto positivo en el incremento de la efectividad de enfriamiento promedio (\bar{n}) se relaciona con el efecto que tienen los obstáculos en la caída de presión aguas abajo de este. En la figura 4-17 se muestra como el obstáculo triangular y curvo generan una caída de presión en el espacio que hay entre el obstáculo y el chorro, teniendo el obstáculo curvo una caída mayor de presión. Mientras que, en el caso sin obstáculo no hay caídas de presión en este espacio. Esta caída de presión está relacionada con una mejor propagación del refrigerante, como se señaló en la subsección inmediatamente anterior en la figura 4-7 de los perfiles de velocidad, el caso del obstáculo curvo tiene en cercanías a la descarga ($x/D = 1$) flujo inverso lo cual es un indicador de que el flujo del refrigerante no discurre mayoritariamente en la dirección de la corriente ($+x$), sino lateral y verticalmente. Para el caso sin obstáculo y triangular ambos tienen un exceso de velocidad, pero el caso sin obstáculo es mayor (20 %) y el obstáculo triangular (12 %). Igualmente, al calcular el coeficiente de presión estática (C_p) en la dirección x , a una altura $y = 0,5D = 5mm$, figura 4-18, se pudo ver que el obstáculo curvo tiene un C_p menor aguas abajo respecto a los demás casos, lo cual indica que puede haber una menor succión del aire de los gases calientes.

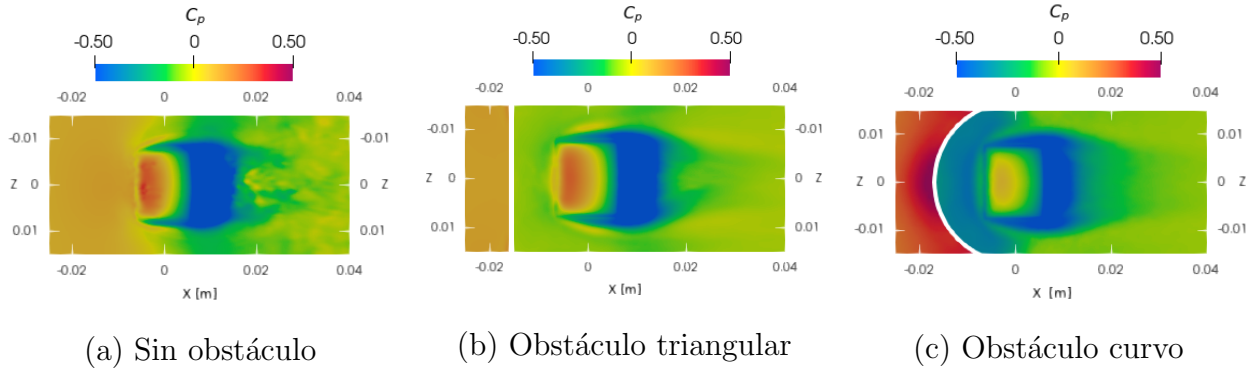


Figura 4-17: Coeficiente de presión estática para los diferentes obstáculos en la pared.

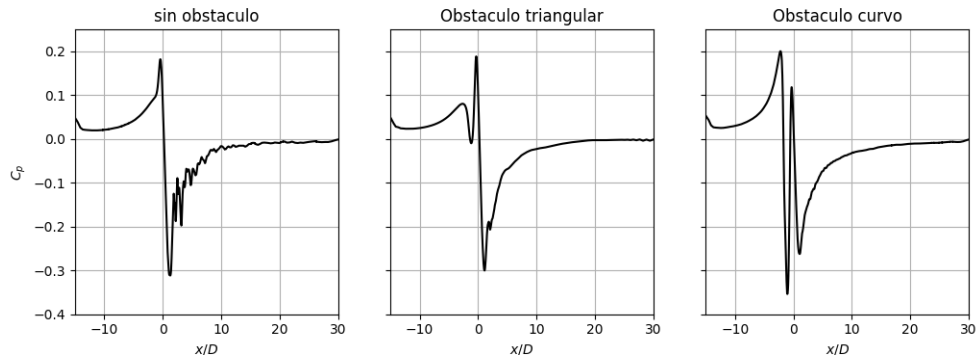


Figura 4-18: Coeficiente de presión para los diferente obstáculos con relación de velocidad $u/U_\infty = 1$ en $y = 0,5D$

El mejoramiento en la propagación en la dirección lateral (spanwise) es más evidente cuando se obtienen los mapas de calor de la efectividad (η) de enfriamiento, figura 4-19. Dónde se ve que el caso del obstáculo curvo presenta una mayor intensidad en la línea central respecto al caso del obstáculo triangular y el caso sin obstáculo. Además, lateralmente hay un evidente mejor enfriamiento respecto a los otros dos casos. Contrariamente, se puede ver como en pequeño tramo aguas arriba del agujero ($-0,01 < x < 0$) el obstáculo curvo y triangular tienen una efectividad de enfriamiento menor que la del caso sin obstáculo.

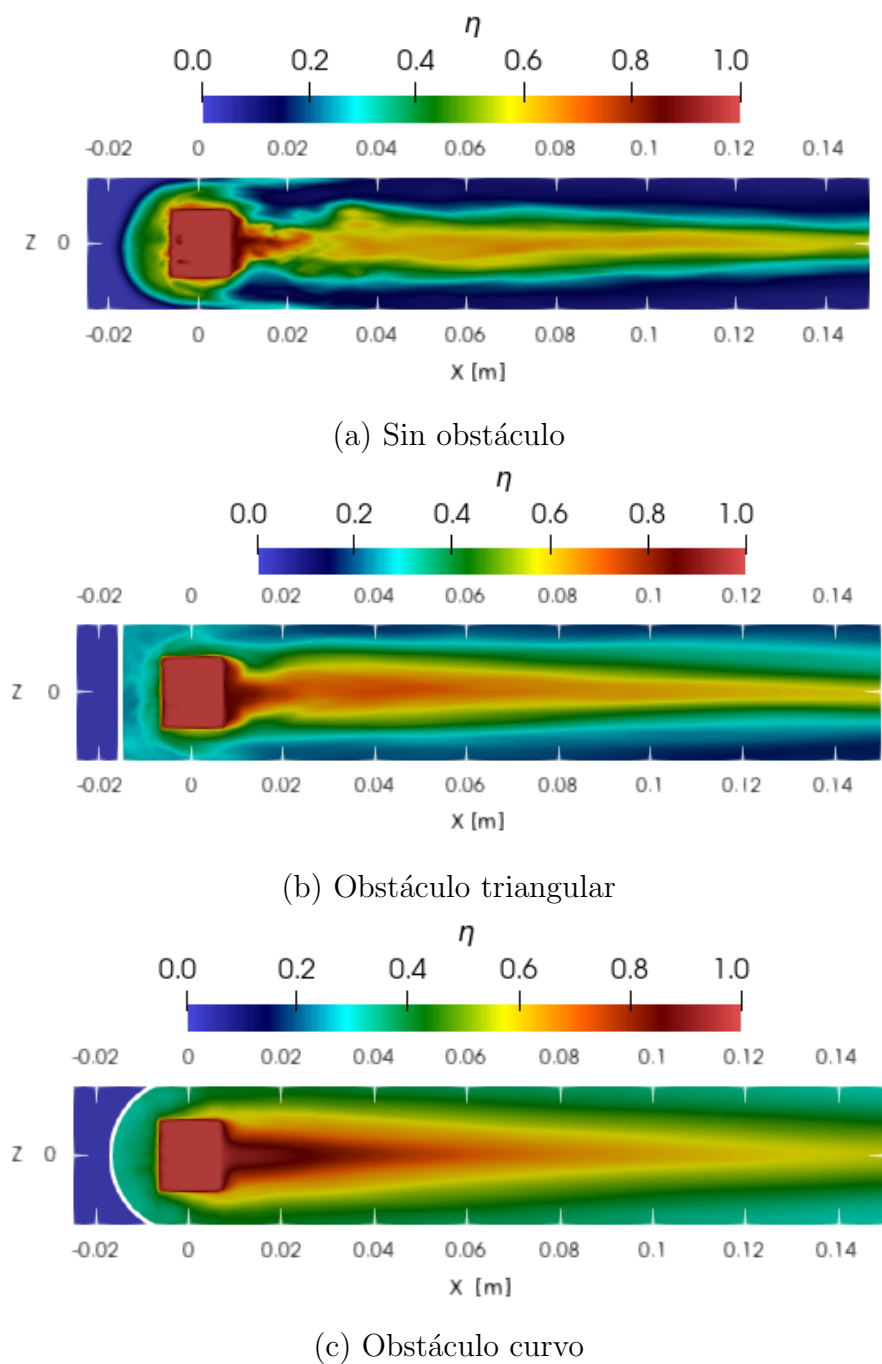


Figura 4-19: Efectividad de enfriamiento η .

Por otro lado, al examinar planos de la línea central de la temperatura normalizada ϕ , ver figura 4-20, se ve que la temperatura tiene un comportamiento similar a la trayectoria de los chorros mostrados en la figura 4-6. En el que el caso sin obstáculo tiene un chorro con mayor penetración a los demás chorros. Este caso también tiene una temperatura en cercanías a la descarga que no es completamente dominada por la temperatura del chorro (ϕ), a diferencia

del caso del obstaculo curvo y triangular.

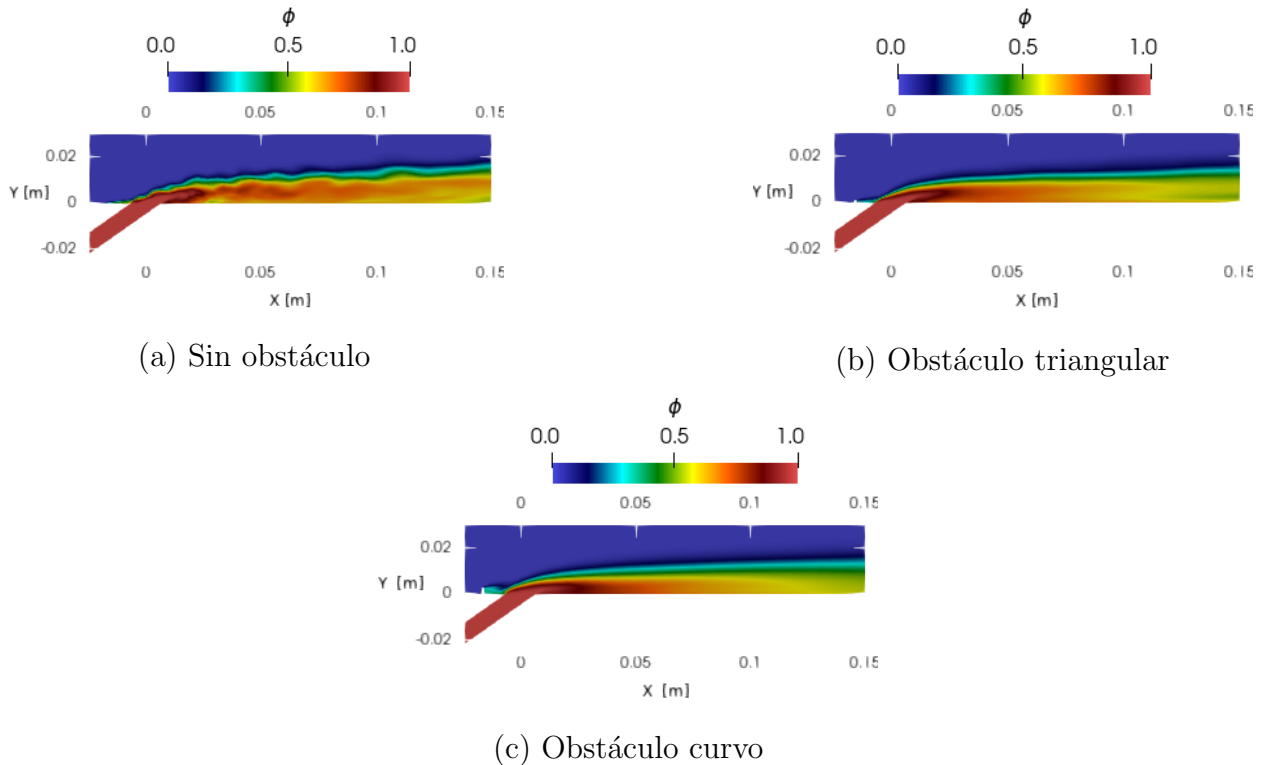


Figura 4-20: Temperatura normalizada ϕ .

4.4. Transferencia de Calor

Otro de los indicadores de rendimiento estudiados es el coeficiente de transferencia de calor por convección (h) y el calor neto reducido (NHFR). En cuánto al coeficiente de transferencia de calor por convección se cálculo promediado en tiempo y promediando espacialmente (\bar{h}) en la sección transversal (z). En todos los casos estudiados se pudo observar que la inyección del chorro mejora significativamente el (\bar{h}) respecto al caso sin refrigeración, figura 4-21. Del mismo modo, se tiene que, para el obstáculo curvo y el triangular inicialmente se tiene un (\bar{h}) superior al caso sin obstáculo, incrementando la perturbación del fluido. Para el obstáculo triangulo esto solo se da para $x/D < 4$. Después de este punto el obstáculo curvo mantiene un (\bar{h}) mayor que todos los demás caso, pero el caso sin obstáculo supera al caso del obstáculo triangular.

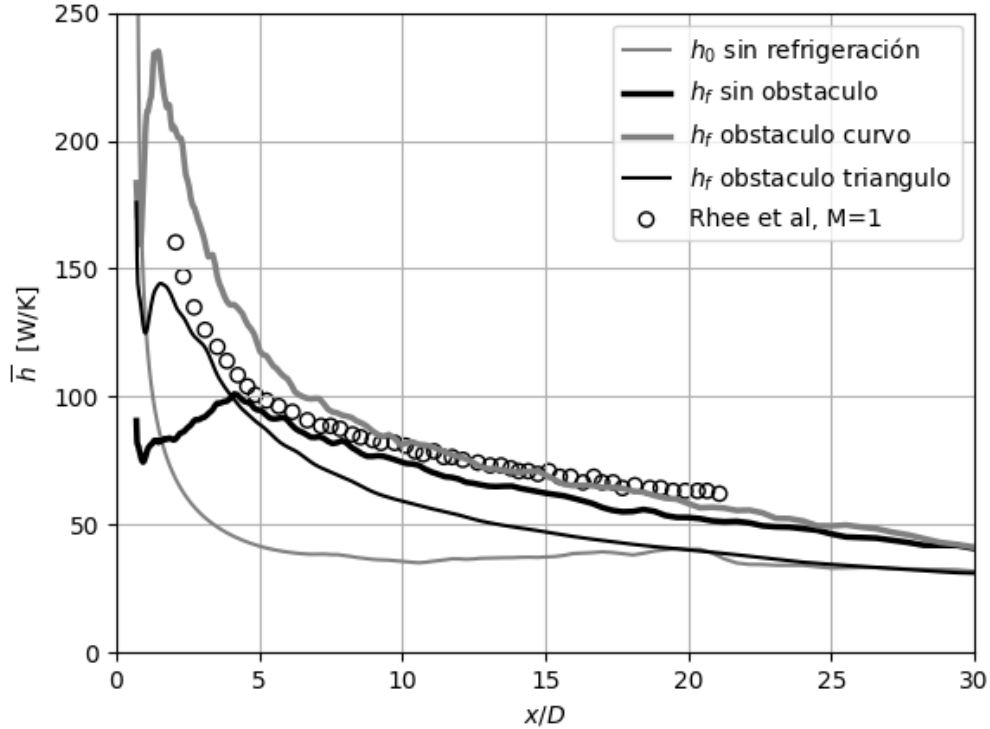
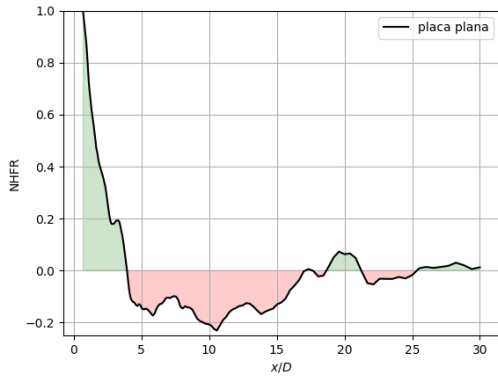


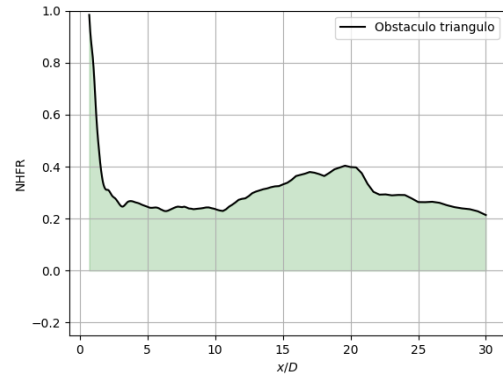
Figura 4-21: Coeficiente de transferencia de calor por convección promediado el tiempo y en la sección transversal.

El objetivo de la refrigeración por película es reducir la temperatura de pared adiabática (incrementar la efectividad de enfriamiento) y reducir el área de transferencia de calor o incrementar el coeficiente de transferencia de calor, Zhang et al [20]. Pero es sabido que puede haber casos en los que se tienen bajas efectividades (\bar{n}) y altos coeficientes de transferencia de calor por convección (\bar{h}), o viceversa, como es el caso del obstáculo triangular. Caso en el cual es difícil determinar si el efecto de la película de refrigeración es positivo. Por este motivo es adecuado evaluar la cantidad de calor que está siendo reducida mediante el flujo de calor neto reducido (NHFR). Este indicador permite determinar que tanto calor es recibido por la placa o el álabe respecto al calor que ha sido retirado por el refrigerante.

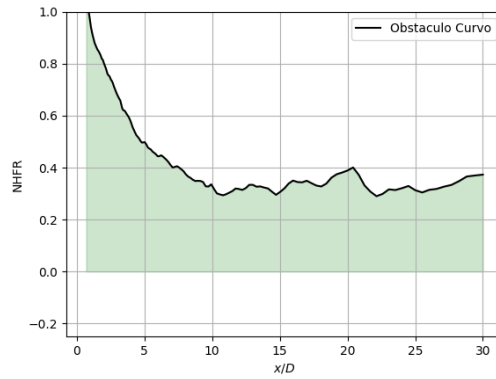
En los tres casos evaluados, el caso sin obstáculo es el que tiene un mayor recorrido en el que el refrigerante no logra reducir el calor ($\text{NHFR} < 0$), en ($1 < x/D < 17$) teniendo un calor neto reducido promediado en todo el dominio aguas abajo de $\overline{\text{NHFR}} = 0.137$. El obstáculo triangular y el curvo logra tener efectos positivos en todo el dominio. Siendo el obstáculo curvo el que tiene un $\overline{\text{NHFR}} = 0.557$ mayor que el obstáculo triangular $\overline{\text{NHFR}} = 0.354$.



(a) Sin obstáculo



(b) Obstáculo triangular



(c) Obstáculo curvo

Figura 4-22: Comparación magnitud velocidad angular.

5 Conclusiones

En este trabajo se evaluó el efecto que tiene sobre diferentes indicadores de rendimiento colocar obstáculos aguas arriba de la descarga de refrigerante en una placa plana.

Inicialmente se validaron los resultados de la efectividad de enfriamiento promedio ($\bar{\eta}$) con resultados experimentales y correlaciones teóricas para una placa plana con descarga de refrigerante de un agujero rectangular. Para la validación con los resultados experimentales con otros estudios se tuvo una aproximación cercana a los resultados, en gran parte del dominio ($x/D > 10$), y una ligera sobreestimación entre $2 < x/D < 10$. Esta sobreestimación de ($\bar{\eta}$) se puede deber a la dificultad computacional de tener una distancia aguas arriba de la descarga de refrigerante que se acerque a la distancia que tienen los montajes experimentales en un túnel del viento, la cual permite tener una capa límite más desarrollada. De la misma manera, las correlaciones experimentales tienen una buena aproximación para $x/D > 6$, en distancias inferiores a esta las correlaciones sobreestiman $\bar{\eta}$. Esta sobreestimación se debe a que estas correlaciones asumen un crecimiento uniforme de la capa límite a partir de la descarga, pero no consideran separaciones de flujo, flujo invertido o exceso de velocidad.

En cuanto al efecto que tiene agregar obstáculos aguas arriba de la descarga se pudo identificar como estos modifican la capa límite de tal manera que incrementan la efectividad de enfriamiento. Inicialmente, en el espacio entre el obstáculo y el agujero de refrigeración hay una caída del coeficiente de presión, permitiendo que haya una mejor propagación del refrigerante justo después de la descarga en la dirección lateral (z). Este hecho es evidente al revisar los perfiles de velocidad cerca a la descarga, donde el obstáculo curvo y triangular atenúan el exceso de velocidad que se presenta en el caso sin obstáculo, e incluso en el caso del obstáculo curvo, se presenta flujo invertido. Del mismo modo, la atenuación del exceso de velocidad en cercanía de la descarga tiene efectos en la trayectoria del chorro, siendo el chorro del caso sin obstáculo el que tiene una mayor penetración en el flujo principal, y el caso del obstáculo curvo es el que tiene menor penetración y está más cerca a la pared. A la vez, los vórtices de contrarrotación (CRVP) se comportan como lo hace la trayectoria del chorro, en el caso sin obstáculo, los centros de los vórtices son los que se separan de la pared más cerca a la descarga, y el obstáculo triangular y curvo los que menos se separan de la pared, siendo el obstáculo curvo el que menos se separa de todos.

Al igual que con la efectividad de enfriamiento este comportamiento del fluido con los

obstáculos ha mostrado tener un incremento del flujo de calor neto reducido (NHFR). En el caso de los obstáculos curvo y triangular hay un reducción positiva del calor recibido, es decir, la película aísla la pared del calor recibido en todo el dominio aguas abajo de la descarga, siendo el caso del obstáculo curvo el que tiene una mayor reducción positiva del calor recibido. En el caso sin obstáculo, presenta mayormente aislamiento de calor al comienzo de la descarga ($X/D < 4$), y a lo largo del resto del dominio la mayor parte no presenta aislamiento, exceptuando una pequeñas regiones finalizando el dominio.

Por otro lado, la aproximación de la capa límite cuasi DNS, en la que se garantizo un $y^+ < 5$ sobre la placa, permitió obtener e identificar diferentes estructuras coherentes como los pares de vórtices de contrarrotación (CVPR), los vórtices de herradura (horeshoe) y los vórtices de horquilla (hairpain). Lo cual no habría sido posible si se hubiera asumido un modelo de Reynolds promedio (RANS), ya que los modelos RANS utilizan mallas más gruesas que no permiten capturar las pequeñas escalas de los vórtices. De estas estructuras, los vórtices de (CVPR) y los vórtices de herradura (horseshoe) fueron perceptibles cuando se realizó la captura del isocontorno del criterio Q para una velocidad promediada en el tiempo, mientras que cuando se realizó la misma captura del criterio Q para una velocidad instantánea solo fueron visible los vórtices de horquilla. Dando cuenta que el comportamiento del chorro en flujo cruzado, y el consecuente rendimiento de la película de enfriamiento, puede verse mayormente afectado por las estructuras CVPR y horseshoe, la cuales tienen un comportamiento dominante en el tiempo, en tanto que los vórtices hairpain son de naturaleza menos dominante y más aleatoria. Los vórtices horseshoes envuelven el agujero distancia aguas arriba antes de encontrarse con el chorro de refrigerante y los CVPR se desarrollan justo con la interacción entre la descarga y el flujo principal.

5.0.1. Recomendaciones y trabajos futuros.

La aproximación de la capa límite, en la que se garantizó un $y^+ < 5$, permitió identificar estructuras coherentes. No obstante, para ir más allá del análisis cualitativo y relacionar la aparición de estas estructuras con la efectividad de enfriamiento y la adición de obstáculos es necesario realizar un análisis de DMD (Dynamic Mode Decomposition), en el que se relacionen las estructuras coherentes con la frecuencia en la que estas aparecen y la energía que tienen cada una de estas. Para esto es necesario incrementar la escritura de carpetas de tiempo, lo que implica tener una disponibilidad mayor de almacenamiento. En el mismo sentido, se puede mejorar la suavidad de los resultados, de efectividad de enfriamiento η , coeficiente de transferencia de calor (h) y calor neto reducido (NHFR), disminuyendo el tiempo de escritura (*writeTime*).

Por otro lado, la calidad de los resultados puede ser mejorada al incrementar la distancia aguas arriba del agujero de descarga. Ya que, por ejemplo en el caso sin refrigeración, el

coeficiente de transferencia de calor por convección promedio (\bar{h}) está subdimensionado respecto a los resultados experimentales. Esto debido a que \bar{h} puede estar afectado por un perfil de velocidad más desarrollado el cual incrementa el coeficiente de transferencia de calor por convección al ser una capa límite más turbulenta. Esta mejora también puede incrementar la calidad de los resultados del calor neto reducido (NHFR).

Bibliografía

- [1] INTERNATIONAL ENERGY AGENCY, *Energy efficiency market report 2013*, Paris, 2013, International Energy Agency, pp 18.
- [2] INTERNATIONAL ENERGY AGENCY, *Capturing the Multiple Benefits of Energy Efficiency*, Paris, 2014, International Energy Agency, pp 19.
- [3] M. M. RAHMAN, T. K. IBRAHIM , K. KADIRGAMA, R. MAMAT Y ROSLI A. BAKAR, *Influence of Operation Conditions and Ambient Temperature on Performance of Gas Turbine Power Plant* , Advanced Materials Research. 2011, vol 189, pp 3007-3013. <https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/AMR.189-193.3007>
- [4] A. NOROOZIAN, M. BIDI, *An applicable method for gas turbine efficiency improvement. Case study: Montazar Ghaem power plant, Iran* , Journal of Gas Science and Engineering. 2016, vol 28, pp 95-105. <https://doi.org/10.1016/j.jngse.2015.11.032>
- [5] GE9X , *GE9X Engine*, disponible en : <https://www.geaerospace.com/propulsion/commercial/ge9x>
- [6] N UDDIN , J T GRAVDHAL *Introducing Back-up to Active Compressor Surge Control System* , IFAC Proceedings Volumes. 2012, vol 45, pp 263-268. <https://doi.org/10.3182/20120531-2-N0-4020.00053>
- [7] D GARCIA , G LIŚKIEWICZB *Stable or not stable? Recognizing surge based on the pressure signal* , TRANSACTIONS OF THE INSTITUTE OF FLUID-FLOW MACHINERY. 2016, vol 133, pp 55-68.
- [8] S NAIK *Basic Aspects of Gas Turbine Heat Transfer*, INTECH. 2017, pp 111-139. <http://dx.doi.org/10.5772/67323>
- [9] S CHENA, X ZHOUA, W SONGB, J SUNA, H ZHANGA, J JIANGA, L DENGAS, DONGA, X CAO, *Mg₂SiO₄ as a novel thermal barrier coating material for gas turbine applications*, Journal of the European Ceramic Society. 2019, vol 39, pp 2397-2408. <https://doi.org/10.1016/j.jeurceramsoc.2019.02.016>
- [10] I GARTSHORE, M SALCUDEAN, I HASSAN *Film cooling injection hole geometry: hole shape comparison for compound cooling orientation*, Aerospace Research Central. 2001, vol 31, pp 1493-1499. <https://doi.org/10.2514/2.1500>

- [11] J ZHANG, S ZHANG, C WANG, X TAN *Recent advances in film cooling enhancement: A review*, Chinese Journal of Aeronautics. 2020, vol 33 , pp 1119-1136 . <https://doi.org/10.1016/j.cja.2019.12.023>
- [12] S M KIM, K D LEE, K Y KIM, *A comparative análisis of various shaped film-cooling holes*, Heat Mass Transfer, 2012, vol 48, pp 1929-1939 . [10.1007/s00231-012-1043-5](https://doi.org/10.1007/s00231-012-1043-5)
- [13] P KALGHATGI ,S ACHARYA *Improved Film Cooling Effectiveness With a Round Film Cooling Hole Embedded in a Contoured Crater*, Journal of Turbomachinery. 2015, vol 137 , pp 1-9 DOI:[10.1115/1.4030395](https://doi.org/10.1115/1.4030395)
- [14] J HEIDMANN *A Numerical Study of Anti-Vortex Film Cooling Designs at High Blowing Ratio*, NASA. 2008, pp 1-11 .
- [15] M ELY, B JUBRAN, *A numerical evaluation on the effect of sister holes on film cooling effectiveness and surrounding Flow field*, Heat Mass Transfer, 2009, vol 45 , pp 1435–1446 . [10.1007/s00231-009-0523-8](https://doi.org/10.1007/s00231-009-0523-8)
- [16] P KALGHATGI, S ACHARTY, *Improved Film Cooling Effectiveness With a Round Film Cooling Hole Embedded in a Contoured Crater*, Journal of Turbomachinery, 2018, vol 137, [10.1115/1.4030395](https://doi.org/10.1115/1.4030395)
- [17] S ZHANG, J ZHANG, X TAN, *Improvement on shape-hole film cooling effectiveness by iterating upstream sand-dune-shaped ramps*, Chinese Journal of Aeronautics, 2020
- [18] ZHANG, S CHANG, ZHANG, J ZHOU, TAN, X MING, *Numerical investigation of film cooling enhancement using an upstream sand-dune-shaped ramp*, MDPI, 2018 , vol 49, pp 2-13, <https://doi.org/10.3390/computation6030049>
- [19] R GOLDSTEIN, *Film Colling*, Department of Mechanical Engineering. University of Minnesota. Minneapolis, 1971.
- [20] F ZHANG ,X WANG ,J LI *The effects of upstream steps with unevenly spanwise distributed height on rectangular hole film cooling performance*, International Journal of Heat and Mass Transfer. 2016, pp 1209-1221. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.07.001>
- [21] A COUSSEMENT, O GICQUEL, G DEGREGZ, *Large Eddy Simulation of a Pulsed Jet in Crossflow*, Journal of Fluid Mechanics, 2012, Vol 695, pp 1-34,<https://doi.org/10.1017/jfm.2011.539>.
- [22] N RAJARATNAM *Chapter 9 Jets in Cross-Flow* , Developments in Water Science, Ed by N. Rajaratnam , Elsevier, 1976, Vol 5, pp 184-210. [https://doi.org/10.1016/S0167-5648\(08\)70909-2](https://doi.org/10.1016/S0167-5648(08)70909-2).

- [23] C CÁRDENAS, R SUNTZ, J DENEV, H BOCKHORN, *Two-dimensional estimation of Reynolds-fluxes and stresses in a Jet-in-Crossflow arrangement by simultaneous 2D-LIF and PIV*, Lasers and Optics, 2007, Vol 88, pp 588-591, [10.1007/s00340-007-2734-3](https://doi.org/10.1007/s00340-007-2734-3).
- [24] J ANDREOPOULOS, W RODI, *Experimental investigation of jets in crossflow*. Journal of Fluid Mechanics, 1984, vol. 138, pp 93-127, doi:[10.1017/s0022112084000057](https://doi.org/10.1017/s0022112084000057).
- [25] R.J. GOLDSTEIN, E.R.G. ECKERT, J.W. RAMSEY, *Film cooling with injection through holes: adiabatic wall temperatures downstream of a circular hole*, J. Eng. Power, 1968, pp 384-393, <https://doi.org/10.1115/1.3609223>.
- [26] S ACHARYA, Y KANANI, *Advances in Film Cooling Heat Transfer*, Advances in Heat Transfer, Ed E.M. Sparrow, J.P. Abraham, J.M. Gorman, Elsevier, 2017, pp 91-156, <https://doi.org/10.1016/bs.aiht.2017.10.001>.
- [27] R.S. COLLADAY, L.M. RUSSELL, *Streakline flow visualization of discrete hole film cooling for gas turbine applications*, J. Heat Transfer 98, 1976, pp 245-250, <https://doi.org/10.1115/1.3450526>.
- [28] S. BALDAUF, M. SCHEURLLEN, A. SCHULZ, S. WITTIG, *Correlation of film-cooling effectiveness from thermographic measurements at engine like conditions*, J. Turbomach 124, 2002, pp 686-698, <https://doi.org/10.1115/1.1504443>
- [29] D. SCHMIDT, B.SEN, AND D.BOGARD, *Film Cooling with Compound Angle Holes: Adiabatic Effectiveness*, Journal of Turbomachinery Vol. 118, 1996, pp. 807-813., doi:[10.1115/94-gt-312](https://doi.org/10.1115/94-gt-312)
- [30] D. BOGARD, K. THOLE, *Gas Turbine Film Cooling*, Journal of Propulsion and Power Vol. 22, 2006, pp. 249-270., doi:[10.2514/1.18034](https://doi.org/10.2514/1.18034)
- [31] J.C. HAN, A.B. MEHENDALE, *Flat-Plate Film Cooling with Steam Injection Through One Row and Two Rows of Inclined Holes*, Journal of Turbomachinery, Vol. 108, 1986, pp. 137-144, <https://doi.org/10.1115/1.3262013>
- [32] N. W. FOSTER, D. LAMPARD, *The Flow and Film Cooling Effectiveness Following Injection Through a Row of Holes*, Journal of Engineering for Power, Vol. 102, 1980, pp. 584-588, <https://doi.org/10.1115/1.3230306>
- [33] A. KOHLI, D.BOGARD, *Adiabatic Effectiveness, Thermal Fields, and Velocity Fields for Film Cooling with Large Angle Injection*, Journal of Turbomachinery, Vol. 119, 1997, pp. 352-358, <https://doi.org/10.1115/1.2841118>
- [34] C. SAUMWEBER, A. SCHULZ, S. WITTIG, *Free-Stream Turbulence Effects on Film Cooling with Shaped Holes*, Journal of Turbomachinery, Vol. 125, 2003, pp. 65-73, <https://doi.org/10.1115/1.1515336>.

- [35] K. KADOTANI, R. GOLDSTEIN , *Effect of Mainstream Variables on Jets Issuing from a Row of Inclined Round Holes*, Transaction of the American Society of Mechanical Engineers, Vol. 101, 1979, pp. 298–304. <https://doi.org/10.1115/1.3446486>.
- [36] AOKOMORIUTA , *Law of Wall*, disponible en : [https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Law_of_the_wall_\(English\).svg](https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Law_of_the_wall_(English).svg), 2011, consultado en Enero de 2023.
- [37] J.B. ANDERSON, E.K. WILKES, J.W. MCCLINTIC, D.G. BOGARD , *Effects of freestream Mach number, reynolds number, and boundary layer thickness on film cooling effectiveness of shaped holes*, ASME Turbo Expo 2016: Turbomachinery Technical Conference and Exposition, Seoul, South Korea, 2016, <https://doi.org/10.1115/GT2016-56152>.
- [38] S. ITO, R. GOLDSTEIN, E. ECKERT, *Film Cooling of a Gas Turbine Blade*, Journal of Engineering for Power, Vol. 100, 1978, pp. 476–481, <https://doi.org/10.1115/1.3446382>
- [39] J.P BONS, R TAYLOR, S MCCLAIN, R.B RIVIR, *The Many Faces of Turbine Surface Roughness*, Journal of Turbomachinery, Vol. 123, 2001, pp. 739–748, <https://doi.org/10.1115/1.1400115>
- [40] D. G BOGARD, D.L SCHMIDT, M TABBITA, *Characterization and Laboratory Simulation of Turbine Airfoil Surface Roughness and Associated Heat Transfer*, Journal of Turbomachinery, Vol. 120, 1998, pp. 337–342, <https://doi.org/10.1115/1.2841411>
- [41] R. J. GOLDSTEIN, E. R. G. ECKERT, H. D. CHIANG, E ELOVIC, *Effect of Surface Roughness on Film Cooling Performance*, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 107, 1985, pp. 111–116, <https://doi.org/10.1115/1.3239669>
- [42] D. L SCHMIDT, B SEN, D.G BOGARD, *Effects of Surface Roughness on Film Cooling*, American Society of Mechanical Engineers, ASME Paper 96-GT-299, 1996.
- [43] VA KURGANOV , *Adiabatic Wall Temperature*, disponible en : https://www.thermopedia.com/content/291/#ADIABATIC_WALL_TEMPERATURE_FIG1
- [44] Y ITO , *Heat Transfer of Supercritical Fluid Flows and Compressible Flows*, IntechOPen, capítulo 6, pp 140 .
- [45] J LIBRIZZI, R GRESCI, *Transpiration Cooling of a Turbulent Boundary Layer in an Axisymmetric Nozzle*, AIAA JOURNAL, Vol 2, 1964, pp. 617–624, <https://doi.org/10.2514/3.2397>
- [46] S. S. KUTATELADZE, A. I. LEONT'EV, *Cortina térmica con capa límite turbulenta de gas*, TVT, 1963, Volume 1, Issue 2, pp 281–290.

- [47] J.L. STOLLERY, A.A.M. EL-EHWANY, *On the use of a boundary-layer model for correlating film cooling data*, Heat Mass Transfer, 1967, Vol 10, pp 101-105, [https://doi.org/10.1016/0017-9310\(67\)90186-X](https://doi.org/10.1016/0017-9310(67)90186-X)
- [48] Y CENGEL, A GHAJAR, *Transferencia de Calor y Masa*, editorial McGrawHill, 4 Ed, 2004.
- [49] MORA J, *Análisis de Turbinas de Gas con Álabes Refrigerados*, Universidad de Sevilla, en línea ,disponible en : http://bibing.us.es/proyectos/abreproy/90740/fichero/TFG_memoria.pdf.
- [50] A LANDE, *Complex Mesh Generation with OpenFOAM*, University of South-Eastern Norway, 2021.
- [51] W COLBAN, K THOLE, D BOGARD, *A Film-Cooling Correlation for Shaped Holes on a Flat-Plate Surface*, ASME Journal of Turbomachinery, vol 133, no 011002, pp 1-11, Enero 2011, doi:10.1115/1.4002064.
- [52] Y CENGEL, J CIMBALA, *Fluid Mechanics Fundamentals and Applications*, New York, editorial McGrawHill, 2006.
- [53] F WHITE, *Fluid Mechanics*, 4th ed, editorial McGrawHill.
- [54] P.J NEWTON, G.D LOCK, S.K KRISHNABABU, H.P HODSON, W.N DAWES, J HANNIS, C WHITNEY *Aerothermal Investigations of Tip Leakage Flow in Axial Flow Turbines—Part III: TIP Cooling*, Journal of Turbomachinery. 2009, vol 131, pp 1-12 DOI:10.1115/1.2950060
- [55] SIMSCALE, (2021, Septiembre 3), *What is Transport Equation?* .en línea. Disponible en : <https://www.simscale.com/docs/simwiki/numerics-background/what-is-the-transport-equation/>.
- [56] D H RHEE, Y S LEE , H H CHO, *Film Cooling Effectiveness and Heat Transfer of Rectangular-Shaped Film Cooling Holes*, Proceedings of ASME TURBO EXPO, pp 1-11, Junio 2002, doi:10.1115/GT2002-30168.
- [57] A ABDALA, F ELWEKEEL , D HUANG, *Film cooling effectiveness and flow structures for novel upstream*, Applied Thermal Engineering, pp 1-14, Mayo 2015, <http://dx.doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2015.05.074>.
- [58] W ZHOU, H HU, *Improvements of film cooling effectiveness by using Barchan dune shaped ramps*, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol 103, pp 443-455, 2016, <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.07.066>.

- [59] OPENFOAM WIKI , *The PIMPLE algorithm in OpenFOAM*, disponible en : https://openfoamwiki.net/index.php/OpenFOAM_guide/The_PIMPLE_algorithm_in_OpenFOAM, 2023, consultado en Junio de 2023.
- [60] OPENFOAM FOUNDATION , *OpenFOAM User Guide*, disponible en : <https://doc.cfd.direct/openfoam/user-guide-v6/fvsolution>, 2022, consultado en Junio de 2023.