



Universidad Autónoma de San Luis Potosí
Facultad de Ingeniería
Centro de Investigación y Estudios de Posgrado

Estudio de transferencia de calor en un conducto con ondulación senoidal

TESIS

Que para obtener el grado de:

Maestro en Ingeniería Mecánica

Presenta:

Carlos Mario Moreno Gutiérrez

Asesor:

Dr. Francisco Oviedo Tolentino



Nomenclatura

H_{min}	—	Separación mínima entre placas.
H_{max}	—	Separación máxima entre placas.
h	—	Separación promedio entre placas.
A	—	Amplitud de onda.
β	—	Ángulo ngulo de desfaseamiento entre placas.
λ	—	Longitud de onda.
cps	—	Cuadros por segundo.
f	—	Factor de fricción de Darcy.
ρ	—	Densidad del agua.
ν	—	Viscosidad del agua.
τ	—	Esfuerzo cortante en la pared.
S_t	—	Número de Stanton.
C_f	—	Factor de fricción de Fanning.
ω	—	Vorticidad.
Pr	—	Número de Prandtl.
Re	—	Número de Reynolds.
Nu_x	—	Número de Nusselt local.
Nu_L	—	Número de Nusselt global.

Introducción

El uso de los sistemas térmicos en beneficio de la humanidad es muy variado, sus aplicaciones son tanto a nivel industrial como en dispositivos usados cotidianamente por la sociedad. El proceso de generación de energía eléctrica, procesamiento de alimentos, conservación de alimentos, acondicionamiento de aire, enfriamiento de motores de combustión interna enfriamiento de dispositivos electrónicos, etc., son algunos ejemplos en donde los sistemas térmicos se encuentran involucrados.

El objetivo principal de los sistemas térmicos es la disipación de calor entre dos focos de temperatura. Historicamente, los equipos de transferencia de calor se han ido mejorando a través de las investigaciones realizadas sobre el tema. El objetivo general en la mejora de equipo térmico es el incremento en la capacidad térmica al mínimo aumento en la caída de presión. Los principales mecanismos de transferencia de calor que ocurren en un intercambiador son por conducción y convección. En la mayoría de los casos la transferencia de calor se ve afectada por la resistencia térmica por convección. Particularmente, los fluidos con baja conductividad térmica generan elevadas resistencias térmicas por convección. La resistencia por convección puede ser reducida al provocar un mejor mezclado en el fluido.

En la actualidad existen varias propuestas para inducir mezclado en los fluidos que interfieren en la transferencia de calor. Las superficies con ondulaciones senoidales han mostrado ventajas tales como: inducción de un buen mezclado del fluido, bajos incrementos en la caída de presión así su viabilidad en el proceso de manufactura. De acuerdo a las ventajas ofrecidas por las superficies onduladas son éstas las más atractivas para ser estudiadas en su comportamiento térmico.

La mayoría de estudios realizados sobre el tema son llevados a cabo de manera numérica. La parte experimental ha quedado enormemente descuidada. La carencia de estudios experimentales se debe principalmente a los elevados costos que involucra este tipo de investigaciones. La modelación numérica analiza frecuentemente el estudio hidrodinámico y térmico del fenómeno. Las limitantes de los estudios numéricos radican principalmente en el rango del número de Reynolds. Por su parte, los estudios experimentales, en su mayoría, abordan la parte hidrodinámica determinando los patrones de flujo de manera cualitativa [14, 16-18].

Actualmente, han surgido una cantidad de estudios experimentales en diversas áreas en donde se resuelve la parte hidrodinámica de forma cuantitativa mediante el uso del PIV (Particle Image Velocimetry). A diferencia de los métodos tradicionales de visualización de flujo (burbuja de hidrógeno, inyección de tinta, humo etc.) el PIV se caracteriza por ser una técnica experimental no intrusiva. Por lo tanto, la información obtenida mediante el PIV resulta ser muy precisa obteniendo magnitudes físicas tales como: campos de presión, fuerzas de sustentación-arrastre y campos de vorticidad [19-24]. Resultaría muy ventajoso utilizar la información anterior haciendo uso de la analogía entre momento y energía; reportando así los coeficientes convectivos de transferencia de calor.

En esta investigación se propone el estudio hidrodinámico de un canal ondulado mediante el uso de la técnica experimental del PIV. Los campos de velocidad son procesados para la obtención de la caída de presión, vorticidad y factores de fricción. Los resultados se muestran en el intervalo de $200 < Re < 600$. Se hace uso de la analogía que existe entre momento y energía para representar los números de Nusselt locales a lo largo del canal comparando cualitativamente con resultados numéricos en el tema. La descripción sintetizada de los capítulos en esta investigación se muestra a continuación:

En el capítulo 1 se muestran los antecedentes existentes a esta investigación en donde se puede observar que la mayoría de los estudios realizados sobre conductos ondulados son de tipo numérico a través de la implementación de software comercial o el desarrollo de algoritmos de solución a las ecuaciones gobernantes.

En el capítulo 2 se abordan conceptos fundamentales para comprender el comportamiento del flujo bidimensional. Se introduce el concepto de PIV (técnica experimental empleada en esta investigación) para obtener los campos de velocidad y vorticidad del flujo en el conducto. Se definen los parámetros geométricos del modelo experimental y se establece la metodología experimental empleada.

En el capítulo 3 se analizan los conceptos fundamentales para el análisis de transferencia de calor que se emplearán en esta investigación. Se discuten las analogías entre momento y energía que serán de utilidad para reportar el desempeño térmico de nuestro conducto ondulado.

Por último en el capítulo 4 se muestran los resultados hidrodinámicos y térmicos obtenidos mediante este trabajo de tesis. Se reportan los campos de velocidad, vorticidad, caídas de presión, coeficiente de fricción y los números de Nusselt locales mediante la aplicación de la analogía de transferencia de calor-momento de Colburn (1933).

Índice general

Nomenclatura	I
Introducción	II
1. Disipación térmica en un conducto con geometría no convencional	1
2. Estudio hidrodinámico de un canal con ondulación senoidal	16
2.1. Conceptos fundamentales sobre el movimiento de un fluido	16
2.1.1. Descripción Euleriana del movimiento de un fluido	17
2.1.2. Descripción Lagrangiana del movimiento de un fluido	17
2.1.3. Región de vórtices o recirculación de flujo	18
2.1.4. Punto de separación	18
2.1.5. Punto de readhesión	19
2.2. Técnicas de medida de velocidad	19
2.2.1. Velocimetría por imágenes de partículas	20
2.2.2. Algoritmos para el análisis de pares de imágenes PIV adquiridas	22
2.3. Planteamiento del problema	25
2.3.1. Definición de los parámetros geométricos de las placas	25
2.3.2. Termoformado de las placas de acrílico	26
2.3.3. Construcción del modelo experimental	27
2.4. Equipo experimental	29
2.4.1. Equipo de cómputo	29
2.4.2. Equipo de fotografiado	29
2.4.3. Túnel de agua	30
2.4.4. Partículas trazadoras	32
2.4.5. Iluminación	32
2.5. Metodología experimental	33
2.5.1. Metodología para el túnel de agua	33
2.5.2. Metodología para el PIV	33
3. Análisis térmico de un canal con ondulacion senoidal	35
3.1. Introducción	35
3.2. Conceptos básicos sobre transferencia de calor	35
3.2.1. Concepto de capa límite	35
3.2.2. Gradiente de presión	36

3.2.3.	Factor de fricción	37
3.3.	Introducción al concepto de analogía transferencia de calor-momento	38
3.3.1.	Analogía de Reynolds	38
3.3.2.	Analogía de Prandtl	41
3.3.3.	Analogía de Colburn	42
3.4.	Aplicación de las analogías de transferencia de calor-momento	44
3.4.1.	Implementación de las analogías para flujo externo y flujo interno.	46
4.	Resultados	51
4.1.	Validación del análisis hidrodinámico del modelo experimental	51
4.2.	Análisis de los campos de velocidad resultantes	52
4.2.1.	Estabilidad hidrodinámica, $Re = 200$	53
4.2.2.	Inicio de la inestabilidad, $Re = 300$	57
4.2.3.	Mezclado significativo, $Re = 400$	58
4.3.	Campos de vorticidad resultantes	60
4.4.	Caída de presión	63
4.5.	Coefficiente de fricción	65
4.6.	Resultados de transferencia de calor	68
	Conclusiones	72
	Bibliografía	74

Índice de figuras

1.1.	Intercambiador de calor de placas.	1
1.2.	Canales ondulados estudiados por M.S.Bahaidarah (2005).	3
1.3.	Líneas de corriente obtenidas por Russ y Beer (1997) para diferentes números de Reynolds.	4
1.4.	Trayectorias obtenidas por Lee et al. (1999) para diferentes números de Strouhal con $Re = 250$	5
1.5.	Líneas de corriente para $Re = 700$ obtenidas por Stone y Vanka (1999).	6
1.6.	a) Números de Nusselt para canales con diferentes geometrías, b) Factor de fricción obtenido por Niceno y Nobile (2001).	7
1.7.	Configuración del PIV utilizada por Kim [34].	8
1.8.	Resultados obtenidos por Kim et al. (2001), $Re = 500$	9
1.9.	Vectores obtenidos por Kim et al. (2001), $Re = 500$ (arriba) y $Re = 200$ (abajo).	9
1.10.	Líneas de corriente obtenidas por Zhang et al. (2000) para $Re = 150$ y para $Re = 600$	10
1.11.	Canal semicircular en forma de zigzag utilizado por Kalb y Seader (1972).	11
1.12.	Configuración geométrica del canal triangular estudiado por Mohammad Zakir Hossain et al. (2004).	12
1.13.	Líneas de corriente instantáneas para el canal triangular de Mohammad Zakir Hossain et al. (2004).	13
1.14.	Variación de la efectividad de transferencia de calor η respecto del volumen de nanopartículas en un canal ondulado reportada por Akdag et al. (2014).	14
1.15.	Canal ondulado estudiado numéricamente mediante nanofluidos por Ahmed et al. (2012).	14
1.16.	Variación del número de Nusselt local para la ondulación inferior para $Re = 500$ en el estudio realizado por Ahmed et al. (2012).	15
2.1.	Flujo de aire pasando por una pelota de béisbol para $Re=15,000$ en donde se puede observar el punto de estancamiento al frente de la pelota y la región de separación de flujo detrás de la pelota. Imagen tomada del álbum de movimiento de fluidos de Van Dyke (1982).	16
2.2.	Líneas fugaces en flujo inestable desprendiéndose de un cilindro. Fotografía tomada por Sadatoshi Taneda en el álbum de movimiento de fluidos de Van Dyke (1982).	17

2.3.	Clasificación de un fluido según su comportamiento hidrodinámico. Fotografía tomada por Werle obtenida de la ASTM (1980).	18
2.4.	Separación y readhesión del fluido por cambios abruptos en la geometría.	19
2.5.	Configuración típica de un sistema de velocimetría por imágenes de partículas.	20
2.6.	(a) (b): Imágenes de partículas, (c) (d): Mapa de vectores de velocidad.	22
2.7.	Esquema de la función de desplazamiento.	23
2.8.	Diagrama de flujo del cálculo numérico.	24
2.9.	Dimensiones geométricas del perfil senoidal en mm.	26
2.10.	Moldes de aluminio con superficie senoidal utilizados por Oviedo et al [18].	26
2.11.	Horno eléctrico para el termoformado de las placas de acrílico.	27
2.12.	Esquema del canal de 8 ondulaciones, con una sección de entrada. . . .	28
2.13.	(Izquierda) Canal armado. (Derecha) Sección de entrada.	28
2.14.	Estación de trabajo Dell T500.	29
2.15.	Cámara de alta velocidad HiSpec 1.	29
2.16.	Túnel de agua Rolling Hills Research Corp.	30
2.17.	Componentes del túnel de agua.	31
2.18.	Esquema experimental para realizar la técnica del PIV.	34
3.1.	Fases de la capa límite de un flujo pasando por una placa plana.	36
3.2.	Perfil de velocidad sobre una placa plana con gradiente de presión y separación de capa límite.	37
3.3.	Hipótesis adoptada por Reynolds (1874) para el desarrollo de la analogía de transferencia de calor-momento.	39
3.4.	Hipótesis adoptada por Ludwig Prandtl para explicar la relación existente entre la fricción en un fluido y la transferencia de energía.	42
3.5.	Comparación de los resultados de transferencia de calor realizada por Colburn (1933), entre las analogías de Reynolds, Prandtl y Colburn en el intervalo de $0.01 < Pr < 1000$	43
3.6.	Resultados obtenidos por Lin et al. (1994) sobre una placa plana. . . .	45
3.7.	Resultados de transferencia de calor obtenidos por Lin et al. (1994) empleando la analogía de Colburn para las condiciones de temperatura constante en la pared y flujo de calor constante en la pared de una placa plana.	46
4.1.	Configuración del modelo experimental con un ángulo de desfasamiento entre placas de 180°	51
4.2.	Fotografía capturada durante la realización de las pruebas experimentales en el túnel de agua del laboratorio de termofluidos de la Facultad de Ingeniería de la UASLP.	52
4.3.	Par de imágenes capturadas con la cámara marca HiSpec 1 a 506 cps para la realización del PIV.	53
4.4.	Campos de velocidad resultantes para la componente transversal u (m/s) obtenido mediante el PIV para la primera ondulación de $Re = 200$. . .	54
4.5.	Lineas de corriente resultantes para visualizar el comportamiento hidrodinámico de los vórtices para la primera ondulación de $Re = 200$	54

4.6.	Campos de velocidad resultantes obtenidos mediante el PIV para cada ondulación de $Re = 200$; a) 3, b) 4, c) 5, d) 6, e) 7, f) 8	55
4.7.	Perfiles de velocidad resultantes para la componente transversal u (m/s) en la parte media de cada ondulación para $Re = 200$	56
4.8.	Perfiles de velocidad obtenidos mediante el PIV para la entrada de cada ondulación (izquierda) y salida (derecha) de cada ondulación de $Re = 200$	56
4.9.	Líneas de corriente resultantes obtenidas mediante el PIV para una separación promedio entre placas $h = 3$ cm para $Re = 300$. a) Primera ondulación; b) Segunda ondulación.	57
4.10.	Perfiles de velocidad resultantes en cada ondulación: Parte media (superior); Entrada (izquierda); Salida (derecha) para $Re = 300$	58
4.11.	Líneas de corriente resultantes para una separación promedio de $h = 3$ cm para a) $Re = 500$ y b) $Re = 600$	59
4.12.	Perfiles de velocidad resultantes en cada ondulación en la parte media para a) $Re = 400$, b) $Re = 500$ y c) $Re = 600$	60
4.13.	Campos de vorticidad resultantes obtenidos con el software PIVlab para la primera ondulación para el intervalo $200 < Re < 600$	61
4.14.	Perfiles de vorticidad obtenidos de manera manual para; $Re = 200$, $Re = 300$, $Re = 400$	62
4.15.	Perfiles de vorticidad obtenidos de manera manual para; $Re = 500$, $Re = 600$	63
4.16.	Esquema general de la ondulación para aplicar la ecuación de Bernoulli mediante los perfiles de velocidad obtenidos con el PIV.	64
4.17.	Caída de presión resultante para el flujo pasando a través del conducto para $Re = 200$ con una separación promedio $h = 3$ cm entre placas.	64
4.18.	Caída de presión resultante en el conducto para los números de Reynolds: $Re = 300$, $Re = 400$ y $Re = 500$	65
4.19.	Coefficiente de fricción obtenido numéricamente para un canal ondulado por Wang C.C. et al. (2002).	66
4.20.	Coefficiente de fricción resultante a través del conducto ondulado para un $Re = 200$	67
4.21.	Coefficiente de fricción obtenido a través del esfuerzo cortante en la pared del conducto para cada número de Reynolds; a) $Re = 300$, b) $Re = 400$, c) $Re = 500$, d) $Re = 600$	67
4.22.	Número de Nusselt local resultante obtenido mediante la analogía de Colburn (1933) para $Re = 200$ para una separación promedio $h = 3$ cm.	69
4.23.	Números de Nusselt locales calculados numéricamente por Wang C.C. et al (2002).	69
4.24.	Números de Nusselt locales resultantes obtenidos aplicando la analogía de Colburn (1933) para; a) $Re = 300$, b) $Re = 400$	70
4.25.	Números de Nusselt locales resultantes obtenidos aplicando la analogía de Colburn (1933) para; a) $Re = 500$, b) $Re = 600$	71

Capítulo 1

Disipación térmica en un conducto con geometría no convencional

El objetivo más importante durante los primeros diseños de equipos térmicos dió origen al inmenso reto de realizar diseños óptimos. La transferencia de calor es un componente importante en muchos procesos industriales. La magnitud de la transferencia de calor es un factor clave en el diseño de sistemas térmicos, y su incremento es altamente recomendable, por ejemplo: equipos de refrigeración y acondicionamiento de aire, disipadores de calor automotrices, entre otros. Los intercambiadores de calor típicamente están formados por una estructura armada que mantiene en posición un conjunto de placas paralelas que forman un conjunto de canales. Ambos fluidos, calientes y fríos fluyen a través de estos canales tal como se muestra en la Figura 1.1. La transferencia de calor en este tipo de intercambiadores es gobernada por el fluido que presenta la menor conductividad térmica. Las nuevas configuraciones propuestas se enfocan en mejorar el mezclado del fluido con la menor conductividad térmica.

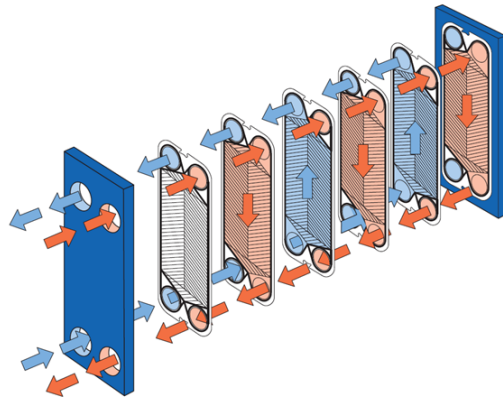


Figura 1.1: Intercambiador de calor de placas.

Un diseño eficaz de un intercambiador de calor es el que maximiza la transferencia de calor al mismo tiempo que reduce las caídas de presión. El aumento del área de transferencia de calor en los intercambiadores de calor, aumenta invariablemente la capacidad térmica. Sin embargo, el incremento en la capacidad térmica viene acompañado por un incremento en la caída de presión, Mohammad et al. (2009). Existen diversos trabajos publicados acerca del diseño de intercambiadores de calor basados en estudios experimentales y numéricos. Algunos retos sobre el diseño de intercambiadores de calor quedarán para el futuro previsible.

La reducción del tamaño, el incremento en la efectividad y un diseño rentable son los objetivos en la industria de los intercambiadores de calor. Hwang et al. (2006) investigó las características de flujo y transferencia de calor-masa para un conducto ondulado con el objetivo de aplicarlo en intercambiadores de calor. Las geometrías onduladas son conocidas por incrementar la transferencia de calor mediante la continua interrupción de la capa límite térmica.

Los flujos con turbulencia suelen ser los promotores ideales del buen mezclado; por lo que es frecuente operar intercambiadores de calor en régimen turbulento. Con frecuencia introducir obstáculos suele promover turbulencia en el fluido. Sin embargo, la turbulencia requiere un incremento importante en la potencia necesaria para mover el fluido debido a la cantidad de fricción que presentan los flujos turbulentos. Por ejemplo, si el fluido de trabajo es un fluido muy viscoso, puede ser muy difícil obtener un número de Reynolds muy grande para producir turbulencia. En estos casos es más conveniente desarrollar flujos laminares con un buen mezclado de fluidos. La forma geométrica de las paredes del canal es de gran importancia en la mejora de la transferencia de calor.

Lograr un buen mezclado de los fluidos que circulan por las placas es de gran ayuda para el incremento de la transferencia de calor. Uno de los métodos más comunes para incrementar el mezclado de los fluidos es introducir algún tipo de rugosidad en las placas. Si se introducen ondulaciones en las placas en la dirección del flujo, se crea un flujo secundario cuando el fluido se separa de la pared, y ello contribuye a incrementar el mezclado.

El proceso de fabricación de una geometría ondulada es relativamente sencillo y puede ser utilizada para mejorar las tasas de transferencia de calor. Los canales ondulados pueden proporcionar un aumento significativo en la transferencia de calor en caso de operar en un rango adecuado del número de Reynolds (Re). En los estudios hechos por Haitam et al. (2005) consideraron que las aletas onduladas en intercambiadores de calor compactos mejoran la transferencia de calor. En la Figura 1.2 se muestran dos tipos de canales ondulados estudiados por Haitham y M.S.Bahaidarah et al. (2005).

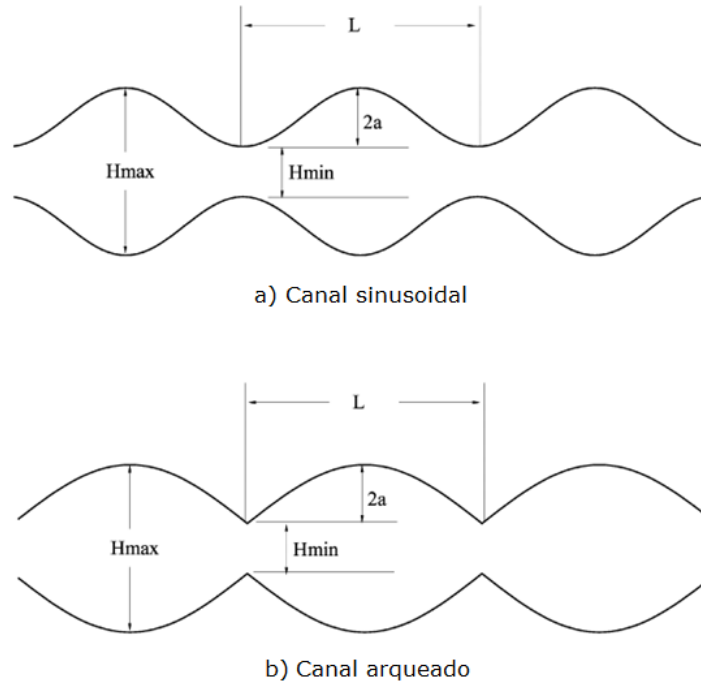


Figura 1.2: Canales ondulados estudiados por M.S.Bahaidarah (2005).

Xie et al. (2007) estudió numéricamente las características del flujo y transferencia de calor del fluido mediante el reporte de la variación de la amplitud, longitud de onda y anchos de canal en un canal ondulado. Los resultados mostraron que la transferencia de calor puede ser mejorada en gran medida debido a las características onduladas.

Russ y Beer (1997) estudiaron numérica y experimentalmente la transferencia de masa y energía para una amplia gama de números de Reynolds en flujo laminar y turbulento en un tubo con superficie ondulada. Sus resultados mostraron que la pérdida de fricción aumenta con el incremento de la amplitud de la ondulación para el mismo número de Reynolds. Por otra parte, el valor máximo del número de Nusselt se determinó en un punto del flujo cerca de la parte convergente de la ondulación. En la Figura 1.3 se muestra la pared ondulada estudiada por Russ y Beer (1997).

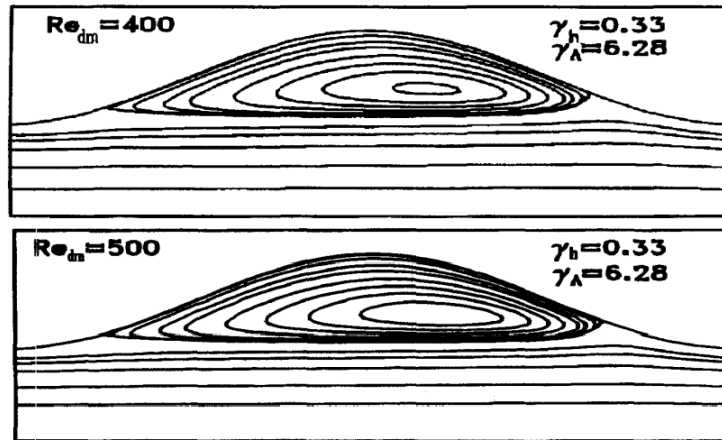


Figura 1.3: Líneas de corriente obtenidas por Russ y Beer (1997) para diferentes números de Reynolds.

Lee et al. (1999), realizaron un estudio numérico de transferencia de masa en un canal ondulado sometido a un flujo es laminar pulsante. Sus estudios fueron realizados para los intervalos de $50 \leq Re \leq 250$ y para $0.1 \leq St \leq 10$. Ellos describieron el mecanismo de transferencia de calor empleando una descripción Euleriana. Posteriormente utilizaron una descripción Lagrangiana del patrón de flujo para obtener una información más detallada de las líneas de trayectoria para campos de flujo complejos. En los resultados que obtuvieron en su estudio se pueden observar comportamientos caóticos del fluido para ciertos números de Strouhal. En la Figura 1.4 se presentan algunos resultados de las líneas de corriente obtenidas para diferentes casos por Lee et al. (1999).

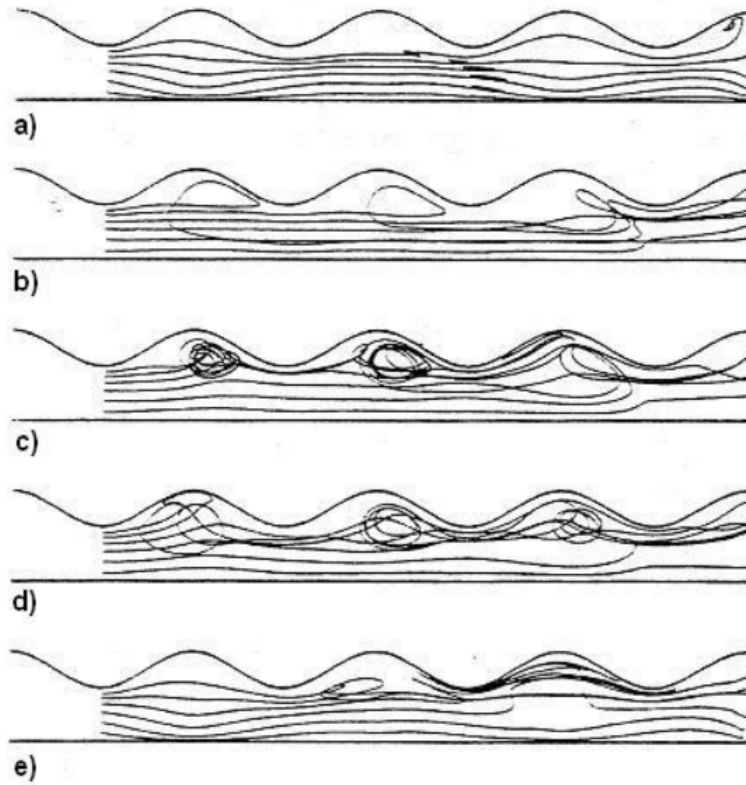


Figura 1.4: Trayectorias obtenidas por Lee et al. (1999) para diferentes números de Strouhal con $Re = 250$.

Durante el paso del fluido por un canal ondulado, el fluido describe zonas de recirculación cerca de la ondulación del canal. Los vórtices de Taylor-Goertler se generan cuando un fluido atraviesa un canal ondulado. Cuando las paredes de los canales ondulados se encuentran en fase ocurren las máximas tasas de transferencia de calor y las mínimas cuando estas se encuentran desfasadas.

Wang y Chen (2002) realizaron estudios de transferencia de calor, para canales con una ondulación senoidal convergentes y divergentes. Su estudio consistió en la transformación de la geometría ondulada del canal en una geometría con paredes planas. Los resultados obtenidos en su trabajo muestran que a medida que la razón de amplitud a longitud de onda y el número de Reynolds se incrementan, los coeficientes convectivos aumentan en la región convergente del canal ondulado.

Stone y Vanka (1999) realizaron un estudio numérico de la transferencia de calor para un canal con 14 ondulaciones. El flujo estudiado por ellos es de tipo bidimensional. Los parámetros geométricos utilizados durante su análisis fueron $\lambda/H_{min} = 4.66$ y para $A/H_{min} = 0.58$. Para el cálculo de los números de Reynolds, se basaron en la distancia mínima del canal, la cual es la distancia por la que entra el flujo en cada una de las ondulaciones.

En la Figura 1.5 se muestran las líneas de corrientes obtenidas en su estudio para $Re = 600$.

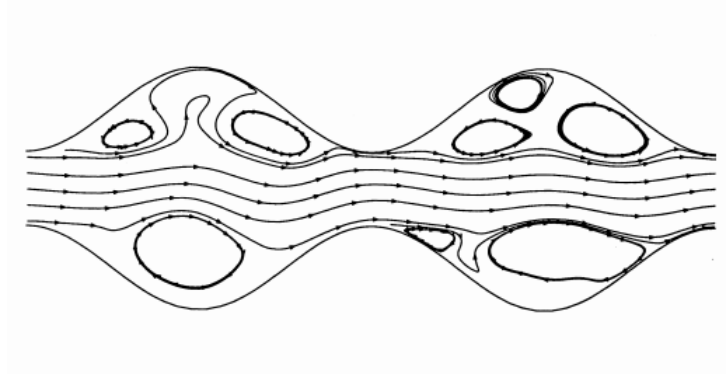


Figura 1.5: Líneas de corriente para $Re = 700$ obtenidas por Stone y Vanka (1999).

Asako y Faghri (1987) demostraron que la transferencia de calor en un canal con ondulación senoidal puede ser hasta un 40 % mayor que la tasa de transferencia de calor en un canal de placas planas. Blomerius y Mitra (2007) realizaron un estudio numérico y obtuvieron la solución de las ecuaciones de Navier-Stokes para flujo laminar y transitorio en 2-D y 3-D en canales ondulados. Estudiaron los parámetros geométricos para encontrar la mayor razón de transferencia de calor a caída de presión para canales ondulados en dos dimensiones.

Niceno y Nobile (2001) estudiaron numéricamente un flujo en estado estable en canales ondulados y canales formados por arcos. Ambas geometrías fueron comparadas con el desempeño de transferencia de calor de un canal de placas planas. En la Figura 1.6 se pueden observar los resultados obtenidos durante el estudio realizado por Niceno y Nobile (2001), para un canal con arcos.

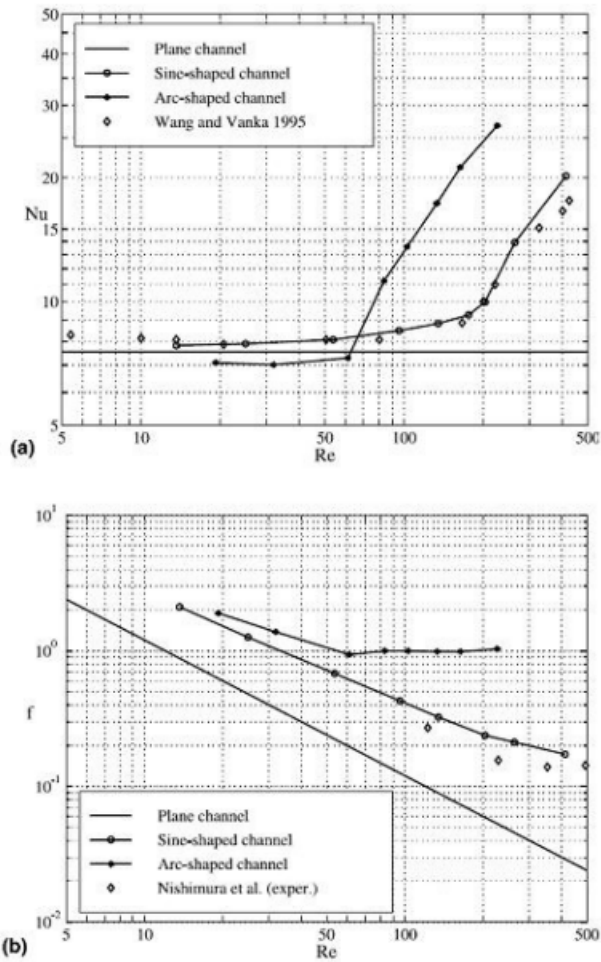


Figura 1.6: a) Números de Nusselt para canales con diferentes geometrías, b) Factor de fricción obtenido por Niceno y Nobile (2001).

Nishimura et al. (1984) investigaron experimentalmente el comportamiento del flujo y transferencia de masa en canales simétricos con paredes onduladas a números de Reynolds moderados ($Re = 20-300$). Llegaron a la conclusión de que las características de transferencia de masa se incrementa notablemente en los canales ondulados debido a la presencia de la separación de flujo.

Ali y Ramadhyani (1992) llevaron a cabo un estudio experimental sobre canales en los que el fluido de trabajo fue estudiado en régimen transitorio y estacionario ($150 < Re < 4000$). Sus estudios indicaron la formación de vórtices longitudinales que aumentan de tamaño cuando el número de Reynolds se incrementa. Su evaluación del desempeño térmico de estos canales, indicó que los canales ondulados proporcionan mejores tasas de transferencia de calor cuando el fluido trabaja en números de Reynolds en transición.

El flujo de fluido y la transferencia de calor a través de un canal senoidal periódico fue estudiado numéricamente por Wang y Vanka (1995). En su estudio, se observó que el flujo permanece constante hasta $Re = 180$, después de esto se observó un flujo oscilatorio. En el régimen de flujo en transición, las tasas de transferencia de calor fueron más del doble comparadas con las de un canal de placas planas paralelas.

En la actualidad existen técnicas experimentales para la visualización de flujo más novedosas para predecir el comportamiento del flujo. Algunas técnicas nos pueden proporcionar información cuantitativa sobre la hidrodinámica de un fluido. Una de las técnicas que permite obtener cuantitativa acerca de un fluido es el PIV (Particle Image Velocimetry, por sus siglas en inglés). Kim et al. (2001) realizaron estudios experimentales sobre un canal senoidal a través del PIV para visualizar y cuantificar el comportamiento del fluido en un minicanal con ondulación senoidal. En la Figura 1.7 se muestra la configuración experimental del PIV utilizada por Kim et al. (2001).

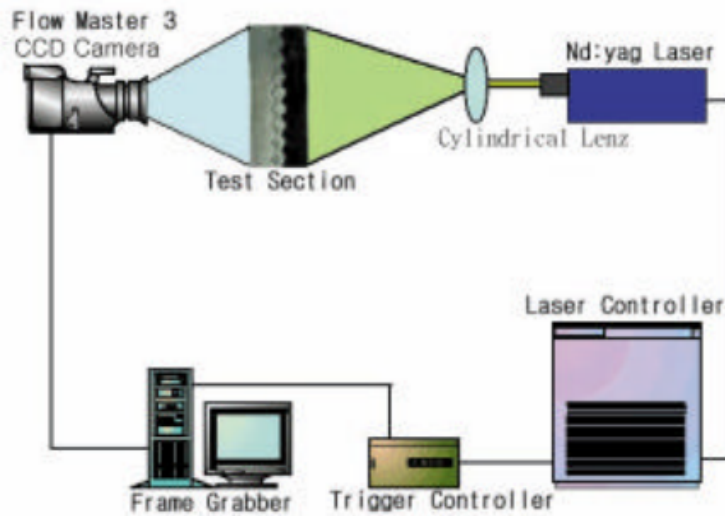


Figura 1.7: Configuración del PIV utilizada por Kim [34].

Los resultados que obtuvieron Kim et al. (2001) en su trabajo con el método experimental fueron validados con datos obtenidos numéricamente, ambos resultados muestran cierta concordancia. En la Figura 1.8 se muestran los resultados obtenidos por los dos métodos para un $Re = 500$, La figura a) es el resultado que se obtuvo usando la técnica del PIV, y el resultado de la figura b) fue obtenido numéricamente por CFD.

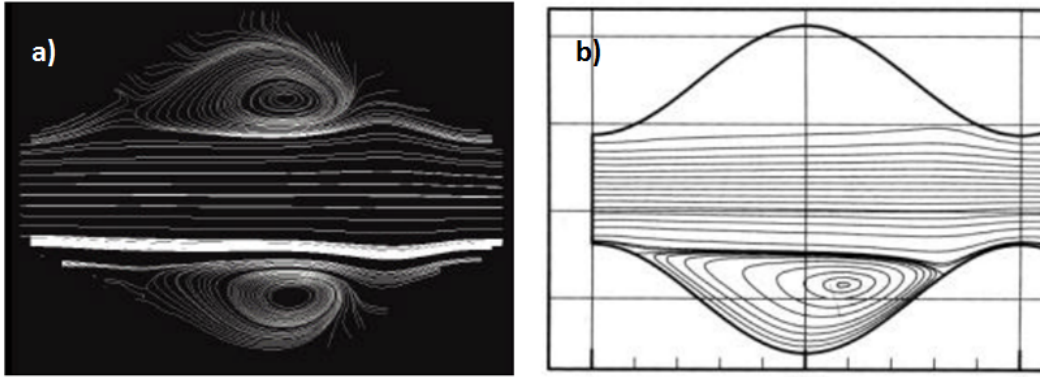


Figura 1.8: Resultados obtenidos por Kim et al. (2001), $Re = 500$.

Durante el uso del PIV Kim et al. (2001) realizaron los experimentos en el intervalo $500 < Re < 2000$ y en sus experimentos encontraron que conforme el número de Reynolds incrementa, las recirculaciones en las concavidades crecen y existe un mejor mezclado entre las recirculaciones y la corriente principal. Los vectores de velocidad obtenidos por Kim usando la técnica del PIV se muestran en la Figura 1.9

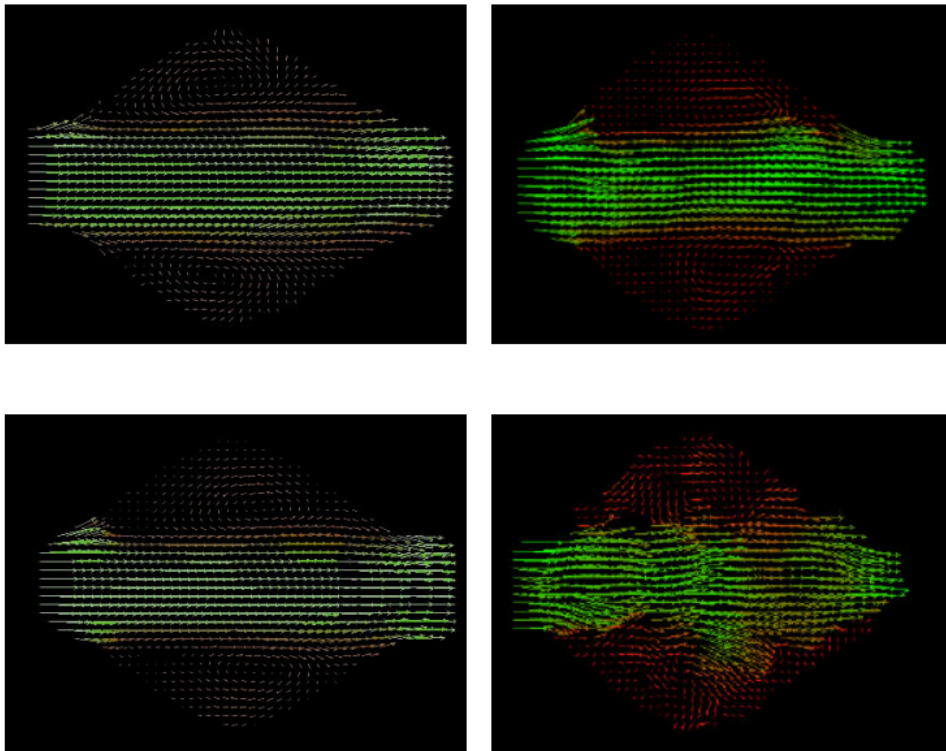


Figura 1.9: Vectores obtenidos por Kim et al. (2001), $Re = 500$ (arriba) y $Re = 200$ (abajo).

J. Zhang et al. (2000) realizaron un estudio numérico de transferencia de calor para reportar los efectos de la variación en la longitud y el espaciado entre placas de canales ondulados dispuestos en fase. El intervalo del número de Reynolds empleado en el estudio fue $10 \leq Re \leq 1000$. En sus resultados clasificaron el flujo en dos posibles casos. El primero para bajos números de Reynolds, en el cual el flujo presenta líneas de corriente completamente desarrolladas sin recirculación alguna en las ondulaciones. El segundo caso, es el que se presenta para altos valores del número de Reynolds, el cual es caracterizado por la formación de vórtices pronunciados en las concavidades de cada ondulación. Los resultados obtenidos son presentados en la Figura 1.10.

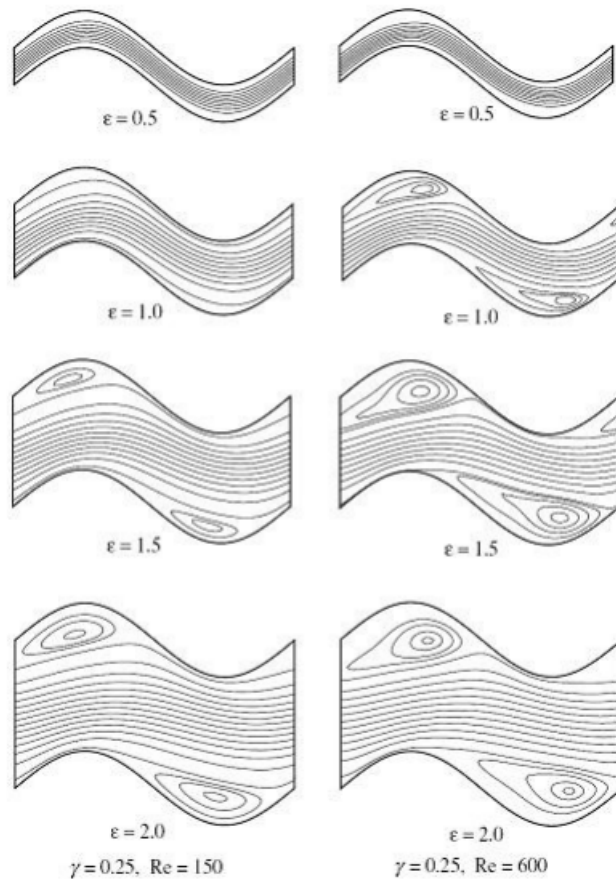


Figura 1.10: Líneas de corriente obtenidas por Zhang et al. (2000) para $Re = 150$ y para $Re = 600$.

Además de los estudios realizados a canales ondulados de tipo senoidal, se han realizado diversos estudios sobre canales con geometrías no convencionales en los cuales se han estimado las condiciones y comportamiento del flujo. Se ha cuantificado el desempeño térmico mediante el cálculo de las tasas de transferencia de calor de estos tipos de conductos.

La mejora de la transferencia de calor se atribuye en gran medida a la creación de flujos secundarios (Dean vórtices). Kalb y Seader (1972) estudiaron numéricamente la transferencia de calor de un fluido viscoso en tubos circulares curvados y se cuantificó el efecto de vórtices de Dean en la caída de presión y de la transferencia de calor. El flujo estudiado se supone en régimen laminar en donde las propiedades del fluido son constantes. El dominio computacional utilizado por Kalb y Seader (1972), se puede observar en la Figura 1.11 .

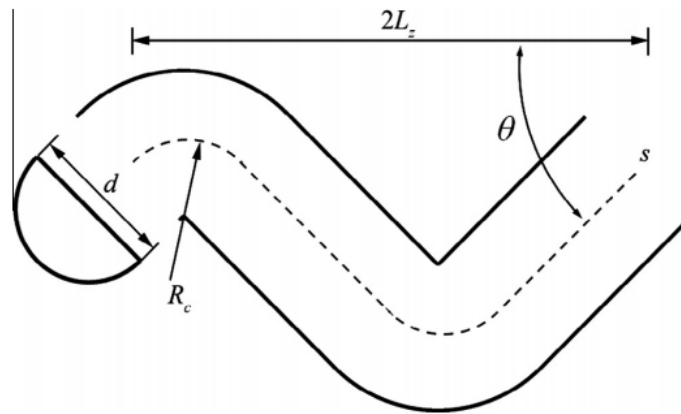


Figura 1.11: Canal semicircular en forma de zigzag utilizado por Kalb y Seader (1972).

Otro efecto importante en este tipo de canal, es la advección caótica, término propuesto por primera vez por Aref (1984). El término advección caótica se utiliza para describir un régimen de flujo especial en el que las trayectorias de las partículas del fluido se vuelven caóticas y se logra un mezclado eficiente. Los vórtices desarrollados en los canales con sección transversal semicircular aumenta conforme aumenta el número de Reynolds.

Mohammad Zakir Hossain et al. (2004) realizaron estudios numéricos sobre conductos con formas triangulares, en los cuales la geometría y la altura mínima fueron variados durante el análisis para entender el flujo y el comportamiento de transferencia de calor. La configuración geométrica se ajusta al modelo estudiado experimentalmente por Nishimura (1984), y al modelo numérico estudiado por Wang y Vanka (1995). Los parámetros geométricos corresponden a: $H_{min} = 6\text{mm}$, $H_{max} = 20\text{ mm}$ y $\lambda = 28\text{ mm}$, Figura 1.12. En su análisis observaron que para bajos números de Reynolds, el flujo en los conductos triangulares es constante, caracterizado por la separación de capa límite en las ondulaciones, tal y como sucede en los conductos senoidales. Con el aumento del número de Reynolds hasta cierto valor crítico el flujo se vuelve inestable. La transición a flujo inestable para el canal triangular se produce en un número de Reynolds inferior al del canal sinusoidal. lo anterior se debe a que los bordes del canal triangular son relativamente más agudos que los del canal sinusoidal. Las líneas instantáneas de corriente para $Re = 300$ obtenidas para el canal traingular por Mohammad Zakir Hossain et al. (2004), se pueden observar en la Figura 1.13.

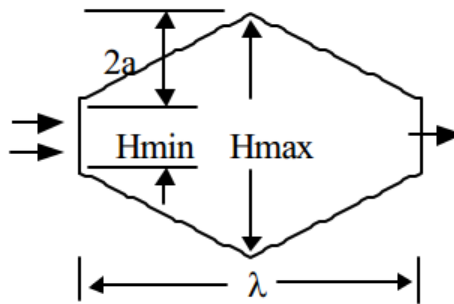


Figura 1.12: Configuración geométrica del canal triangular estudiado por Mohammad Zakir Hossain et al. (2004).

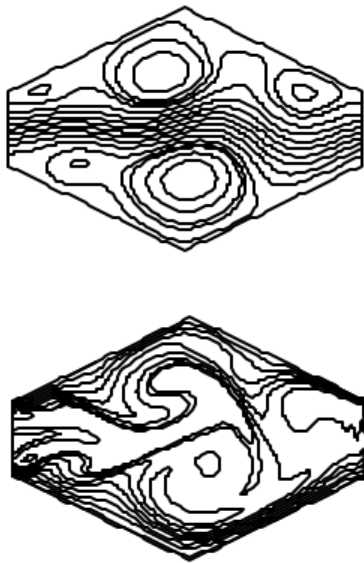


Figura 1.13: Líneas de corriente instantáneas para el canal triangular de Mohammad Zakir Hossain et al. (2004).

En los estudios realizados por Akdag et al. (2014) presentan el estudio numérico de un minicanal ondulado usando nanofluidos. Para obtener resultados del comportamiento hidrodinámico y térmico, en su estudio consideraron la condición de temperatura constante en la pared. En los resultados obtenidos se puede observar un buen incremento en las tasas de transferencia de calor en el minicanal usando nanopartículas. De acuerdo con su estudio al aumentar el volumen de concentración de nanopartículas en el fluido, la transferencia de calor incrementa. En la Figura 1.14, se muestra la efectividad η obtenida usando nanofluidos en el minicanal. La efectividad η es la relación que existe entre el número de Nusselt promedio y el número de Nusselt para flujo estable.

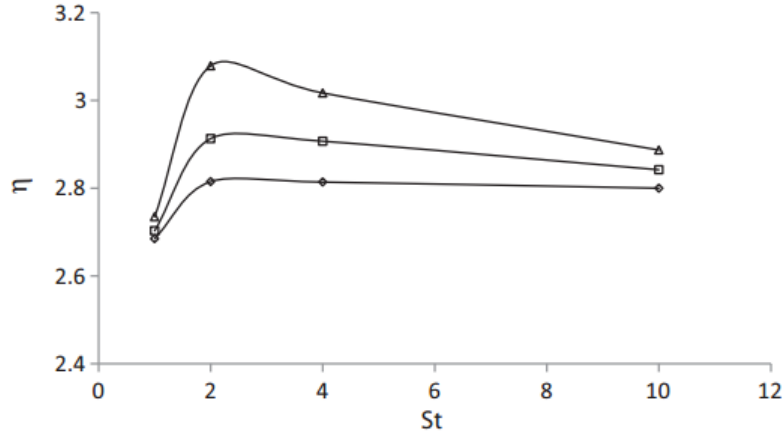


Figura 1.14: Variación de la efectividad de transferencia de calor η respecto del volumen de nanopartículas en un canal ondulado reportada por Akdag et al. (2014).

Al igual que el estudio anterior, Ahmed et al. (2012) estudiaron el comportamiento de nanofluidos pasando a través de canales ondulados. En su estudio numérico lo llevaron a cabo en el intervalo $100 \leq Re \leq 800$. En sus resultados ellos discuten los efectos de las fracciones de nanofluidos evaluadas, así como el efecto de la amplitud de onda del canal. Tales efectos se analizan mediante los resultados del coeficiente de fricción en la pared y de los números de Nusselt locales. En la Figura 1.15, se muestran el canal utilizado por Ahmed et al. (2012).

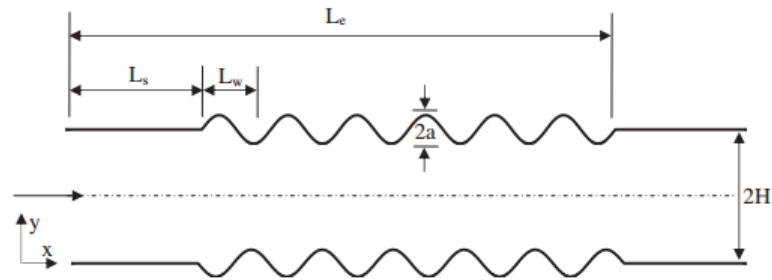


Figura 1.15: Canal ondulado estudiado numéricamente mediante nanofluidos por Ahmed et al. (2012).

La variación del número de Nusselt local a través del conducto analizado por Ahmed et al. (2012) para diferentes amplitudes de onda y diferente fracción de nano-partículas en el conducto se puede observar en la figura 1.16.

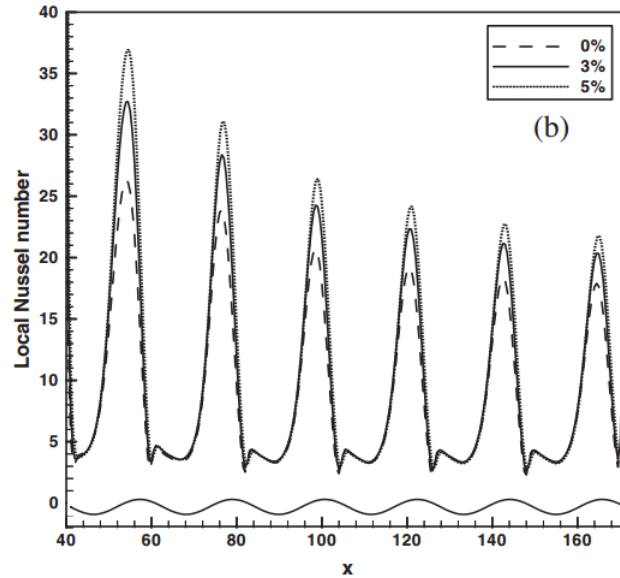


Figura 1.16: Variación del número de Nusselt local para la ondulación inferior para $Re = 500$ en el estudio realizado por Ahmed et al. (2012).

La mayoría de las investigaciones anteriores han realizado análisis de tipo numérico en canales ondulados. En los trabajos anteriores se reporta el comportamiento hidrodinámico y térmico de dichos canales en donde generalmente el fluido de trabajo es aire con un número de $Pr=0.7$. La notable escasez de trabajos experimentales realizados hasta la fecha, es una de las motivaciones principales de esta investigación. En las investigaciones anteriores no se presentan resultados de caídas de presión, así como de coeficientes de fricción obtenidos de manera experimental.

La propuesta de este trabajo de tesis, es obtener resultados hidrodinámicos y térmicos de manera experimental en donde el fluido de trabajo utilizado es agua y tiene un número de Prandtl diferente a la unidad. Esta investigación emplea un canal con 8 ondulaciones, mientras que los trabajos anteriores estudian canales más cortos, generalmente con 4 o 6 ondulaciones. La obtención de la caída de presión y del coeficiente de fricción se obtiene de manera experimental a través de los resultados del PIV. En comparación con las investigaciones anteriores, en este trabajo se emplean las analogías de transferencia de momento y energía para la obtención del rendimiento térmico en nuestro conducto ondulado.

Capítulo 2

Estudio hidrodinámico de un canal con ondulación senoidal

2.1. Conceptos fundamentales sobre el movimiento de un fluido

En el estudio del comportamiento de un fluido, la visualización de flujo nos ayuda a entender su comportamiento y las condiciones físicas en las que éste fluye. Durante la experimentación se utilizan sustancias visibles al ojo humano que estén inmersas en el fluido para así revelar la trayectoria que siguen las partículas del fluido y proporcionen una representación del comportamiento del flujo. Los elementos trazadores de flujo más frecuentemente usados en las técnicas de visualización son: tinta, partículas sólidas, humo o burbujas de hidrógeno. En la Figura 2.1 tomada de Van Dyke (1982) se muestra el flujo de aire pasando alrededor de una pelota de béisbol usando humo como representación del flujo.

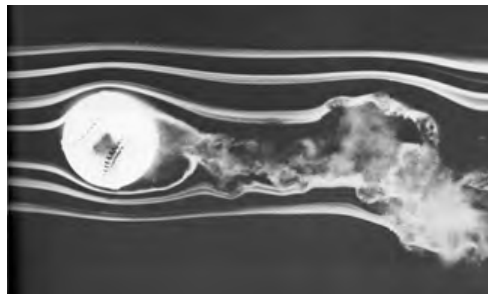


Figura 2.1: Flujo de aire pasando por una pelota de beisbol para $Re=15,000$ en donde se puede observar el punto de estancamiento al frente de la pelota y la región de separación de flujo detrás de la pelota. Imagen tomada del álbum de movimiento de fluidos de Van Dyke (1982).

2.1.1. Descripción Euleriana del movimiento de un fluido

La descripción de tipo Euleriana es la más utilizada en ingeniería. Lo anterior se debe a que el fluido se analiza desde un marco de referencia fijo en el cual su movimiento solo depende de las funciones de espacio y tiempo. De acuerdo a la definición anterior el enfoque Euleriano consiste en medir el comportamiento del fluido en puntos fijos del espacio.

2.1.2. Descripción Lagrangiana del movimiento de un fluido

Este tipo de descripción resulta más compleja por que la información esta basada en un marco de referencia móvil. Su principio consiste en hacer un seguimiento de partículas materiales. Los datos son tomados desde un observador que se encuentra inmerso en el seno del fluido, por lo que la descripción del movimiento es solo función del tiempo.

Existen tres tipos diferentes de líneas que sirven para describir un campo de flujo. Por ejemplo una línea de trayectoria se define como el historial de puntos recorridos por una partícula que se desplaza a través de un campo de flujo, este tipo de línea proporciona las ubicaciones de esa partícula. Una línea de corriente es la línea en la que el vector velocidad de cada partícula es tangente a la línea.

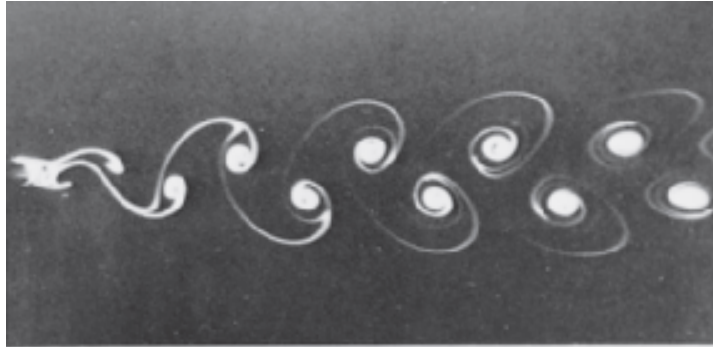


Figura 2.2: Líneas fugaces en flujo inestable desprendiéndose de un cilindro. Fotografía tomada por Sadatoshi Taneda en el álbum de movimiento de fluidos de Van Dyke (1982).

Los flujos viscosos pueden ser clasificados como flujo laminar o flujo turbulento. En el flujo laminar el fluido fluye sin mezclado, ya que el movimiento de las partículas se produce en forma de laminas paralelas entre sí. En un flujo turbulento los movimientos del fluido varían irregularmente de tal forma que la velocidad y presión presentan una variación aleatoria con el tiempo y con las coordenadas espaciales. Las partículas en un flujo turbulento se mueven con trayectorias erráticas sin seguir un orden establecido. En la Figura 3.1 se muestra el clasificación de un fluido según su comportamiento.

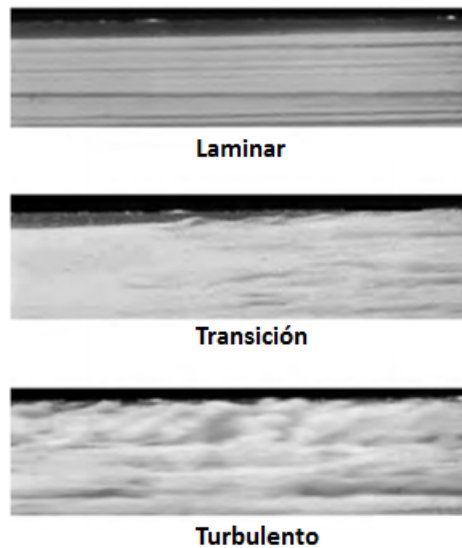


Figura 2.3: Clasificación de un fluido según su comportamiento hidrodinámico. Fotografía tomada por Werle obtenida de la ASTM (1980).

2.1.3. Región de vórtices o recirculación de flujo

Analizando el movimiento de un conjunto de partículas en un fluido, podemos observar que cuando se desplazan giran o se deforman. Las rotaciones en las partículas del flujo son de especial interés en el estudio de la dinámica de fluidos. Las regiones confinadas por flujo recirculante o regiones vorticosas están formadas por cuatro elementos, los cuales son; flujo principal, punto de separación, punto de readhesión y superficie que confina al flujo.

2.1.4. Punto de separación

La separación del flujo ocurre cuando la capa límite adherida a la superficie deja el cuerpo por el cual se desliza, iniciando a recircular. La ubicación de los puntos de separación dependen de la geometría del cuerpo a través del cual pasa el fluido y de la magnitud de su velocidad.

2.1.5. Punto de readhesión

El punto de readhesión es la región en donde el flujo principal ya separado se vuelve a unir a la superficie que lo limita formando la región de flujo recirculante. En la Figura 2.4 se muestran las regiones de flujo recirculante en donde el flujo experimenta cambios repentinos de sección transversal. Se pueden observar los puntos donde ocurre la separación y la readhesión del fluido. Las zonas de flujo recirculante son indeseables en dispositivos de disipación térmica por que afectan las tasas de transferencia de calor. En las regiones en donde se encuentra un flujo recirculante, se presentan las tasas de transferencia de calor mas bajas. Por otro lado, la transferencia de calor también se encuentra afectada por la capa límite térmica.

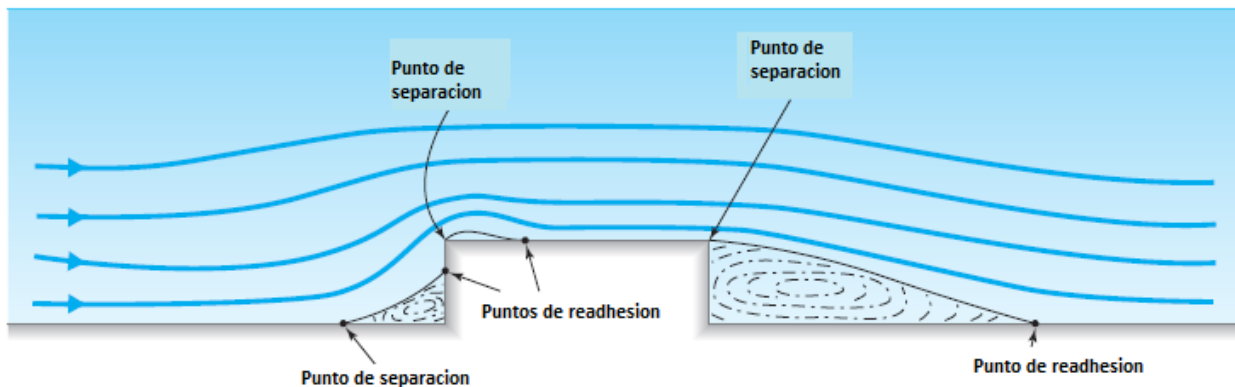


Figura 2.4: Separación y readhesión del fluido por cambios abruptos en la geometría.

2.2. Técnicas de medida de velocidad

Determinar los campos de velocidad en un flujo de un fluido es una tarea importante en diversas áreas de la ingeniería. Para la medida directa de la velocidad se dispone de técnicas como por ejemplo: anemometría de hilo caliente (HW, hotwire) y la anemometría láser Doppler (LDA). Ambas técnicas son de tipo puntual y conllevan un proceso de medida complejo. Las técnicas anteriores se emplean por su alta precisión pero requieren mucho tiempo de experimentación. En este trabajo se propone la utilización de una técnica equivalente que calcula el campo global de velocidad del fluido. La técnica mencionada se conoce como velocimetría por imágenes de partículas (PIV, por sus siglas en inglés).

En los inicios del PIV, las imágenes eran tomadas con cámaras analógicas, para después ser procesadas y estudiadas de manera manual. Este proceso era muy lento y consistía en tomar un par de fotografías y procesarlas podía tardar hasta una semana. El principal avance de la técnica PIV sucedió cuando las cámaras analógicas y las técnicas de evaluación manual se reemplazaron por cámaras digitales y evaluación por computadora. Este cambio permitió reducir el tiempo de adquisición de las imágenes y su procesamiento a segundos.

2.2.1. Velocimetría por imágenes de partículas

Como se mencionó anteriormente, las técnicas clásicas son técnicas intrusivas que permiten medir la velocidad de manera puntual durante un intervalo de tiempo. De acuerdo con Adrian et al. (2004) la velocimetría por imágenes de partículas es una técnica no intrusiva que permite obtener los campos de velocidades en un fluido mediante el procesamiento digital de imágenes. El fundamento de esta técnica consiste en agregar micropartículas al fluido bajo estudio. Se asume que las partículas se mueven con la velocidad y dirección del fluido. La región del fluido en donde se desea obtener el campo de velocidades es iluminada con un plano de luz láser y se coloca una cámara digital perpendicularmente a este plano. Cuando el fluido es iluminado, la luz dispersada por las partículas es capturada por la cámara en una secuencia de imágenes.

En la Figura 2.5 se muestra un sistema básico de PIV. Se utiliza un láser como fuente de luz, una cámara digital para capturar las imágenes y una computadora para procesar los datos.

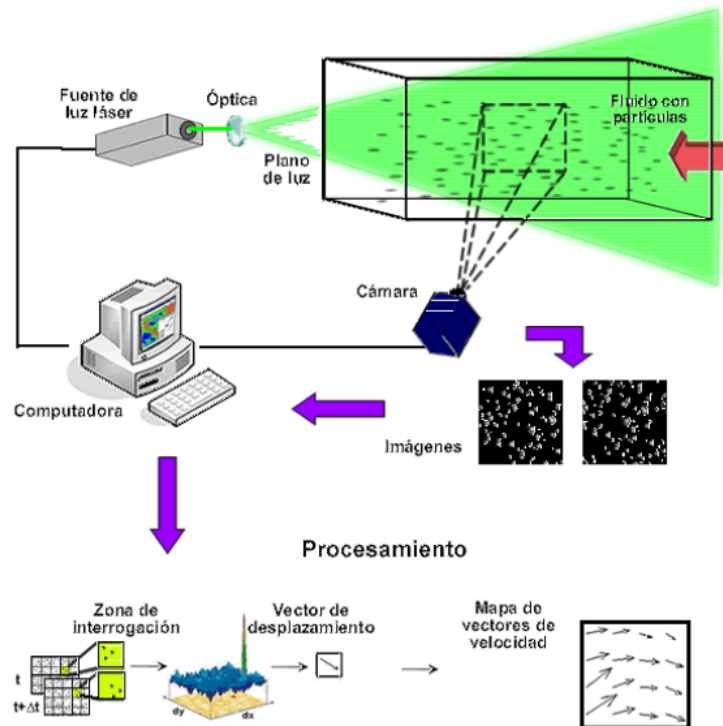


Figura 2.5: Configuración típica de un sistema de velocimetría por imágenes de partículas.

La secuencia de imágenes es procesada en el ordenador mediante un algoritmo de PIV. Para su evaluación todas las imágenes son divididas de igual manera, en pequeñas áreas llamadas “ventanas de interrogación”. Se asume que todas las partículas dentro de estas zonas se mueven homogéneamente de acuerdo con Raffel (2002).

La velocidad de las partículas se obtiene en campos instantáneos de velocidad. Para este propósito se emplean métodos estadísticos para determinar el desplazamiento promedio de las partículas de cada zona de interrogación. Con el desplazamiento y el tiempo transcurrido entre un par de imágenes, se estima la magnitud y la dirección de la velocidad local del fluido en esa zona. El proceso anterior es repetido para todas las ventanas de interrogación y se construye un mapa con todos los vectores de velocidad calculados.

A continuación se describen brevemente las principales características de la técnica PIV.

- Se puede determinar el campo de velocidades en tiempo real para cuantificar el comportamiento de flujos no estacionarios.
- Se pueden determinar dos componentes de velocidad debido a la iluminación por medio de un plano (dos dimensiones).
- PIV es una técnica no intrusiva, es decir, no necesita introducir ningún dispositivo en el fluido. Se utilizan micropartículas que son neutralmente boyantes con el fluido
- La velocidad se mide de manera indirecta, ya que realmente la velocidad medida es la velocidad de partículas que se encuentran en el flujo. Se recomienda revisar la cantidad de partículas en cada experimento, para asegurarse de que exista una distribución homogénea de partículas en la zona de interés.
- La resolución del mapa de vectores de velocidad obtenido con PIV depende principalmente de la densidad de partículas y del tamaño de las imágenes.

La Figura 2.7 (a), (b) muestra dos imágenes de partículas capturadas en tiempos consecutivos. Al aplicar el PIV a estas imágenes se obtiene el mapa de vectores. El campo de velocidad es colocado sobre las imágenes experimentales para representar el flujo. Cada vector representa el movimiento de las partículas dentro de una zona de interrogación y generalmente es dibujado en cada zona.

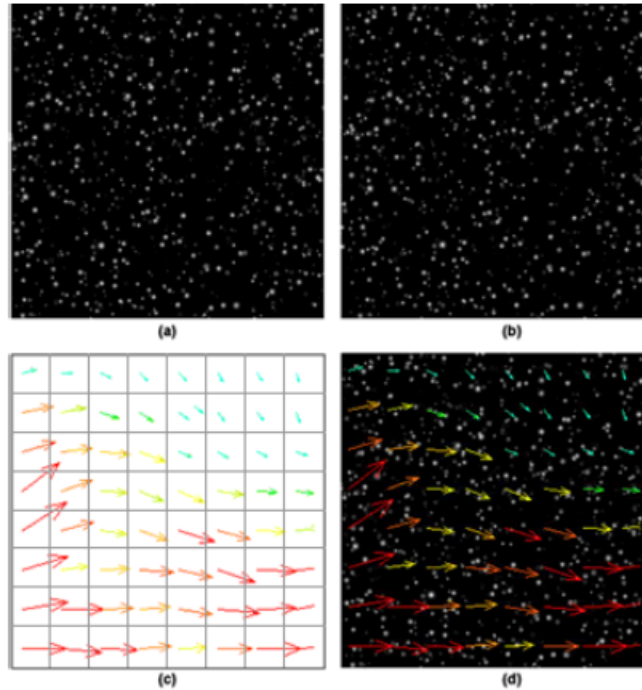


Figura 2.6: (a) (b): Imágenes de partículas, (c) (d): Mapa de vectores de velocidad.

2.2.2. Algoritmos para el análisis de pares de imágenes PIV adquiridas

Después de la adquisición de la secuencia de imágenes, el PIV utiliza la información contenida en las imágenes grabadas de las trayectorias de las partículas para medir el campo completo de velocidades. Para determinar los vectores de velocidad correctamente se necesita rastrear las partículas en dos imágenes consecutivas. Existen varias técnicas computacionales para hacer el seguimiento de las partículas.

Correlación cruzada

Por razones de robustez la técnica del PIV se basa en la determinación de un grupo de partículas utilizando la técnica de correlación FFT (Fast Fourier Transform). La imagen adquirida es dividida en un número de ventanas de interrogación, dentro de cada una de ellas, los cuadros de la primera y segunda imagen son correlacionados para determinar un vector de desplazamiento. Esto demanda cierto número de partículas dentro de cada ventana de interrogación para producir resultados satisfactorios.

En las ventanas de interrogación se puede observar un desplazamiento espacial instantáneo de las partículas de la primera imagen con respecto a la segunda imagen. Este desplazamiento puede ser descrito de forma muy simple con un modelo de procesamiento digital lineal como el de la Figura 2.7, donde la función $f(m, n)$ describe la intensidad de luz dentro de la ventana de interrogación capturada en el tiempo t , la función $g(m, n)$ describe la intensidad de la luz grabada en el tiempo $t + \Delta t$. Lo anterior puede considerarse la salida de una función de transferencia de imagen $s(m, n)$, tomando $f(m, n)$ como entrada, y con la adición de la función de ruido $d(m, n)$ agregada. Las funciones en mayúsculas son las transformadas rápidas de Fourier de las funciones en minúsculas correspondientes, mientras que (u, v) representan las coordenadas espaciales.

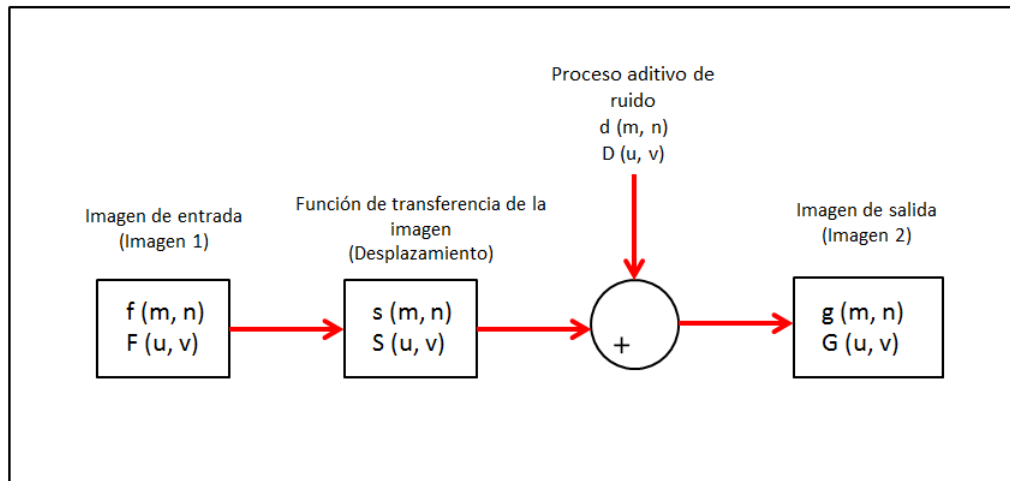


Figura 2.7: Esquema de la función de desplazamiento.

La función de desplazamiento $s(m, n)$ está directamente relacionada con el flujo y el tiempo entre las dos imágenes, mientras que la función de ruido $d(m, n)$ es el resultado de las partículas trazadoras que se mueven dentro o fuera de la ventana de interrogación en el período de tiempo entre dos imágenes. La tarea principal en PIV es el cálculo de la función del desplazamiento $s(m, n)$ basado en valores conocidos de $f(m, n)$ y $g(m, n)$, pero la presencia del ruido complica este cálculo.

El método utilizado para el cálculo de la función del desplazamiento es la técnica estadística denominada correlación cruzada. La función de correlación cruzada discreta

$\phi_{fg}(m, n)$ de las regiones comparadas $f(m, n)$ y $g(m, n)$ está dada por el valor esperado.

Un alto valor de correlación se observa, en donde muchas partículas se parecen mucho con sus correspondientes pares movidos, y se observan picos de correlación pequeños cuando partículas individuales se encuentran parecidas con otras partículas. A los primeros valores se les conoce como correlaciones verdaderas, mientras que a los del otro tipo, se les llama correlaciones falsas.

Las partículas trazadoras que entran y salen de la ventana de interrogación entre las imágenes uno y dos, no contribuyen a la correlación verdadera por que hacen falta ya sea la coordenada inicial o la final. Sin embargo, estas partículas contribuyen a las correlaciones al azar, y disminuyen la relación señal-ruído. En PIV, a este fenómeno se le llama “pérdida de pares”. Sin embargo, el pico de correlación más alto puede considerarse sin lugar a dudas como el representante que mejor encaja entre las funciones $f(m, n)$ y $g(m, n)$ cuando un número de pares de partículas parecidas es grande.

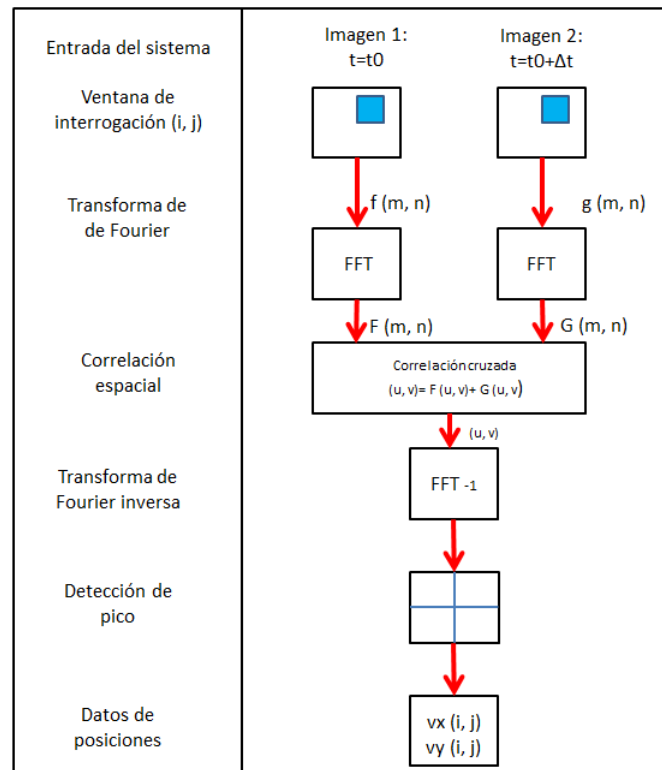


Figura 2.8: Diagrama de flujo del cálculo numérico.

La posición del pico en el plano de correlación corresponde directamente al desplazamiento promedio de las partículas que se encuentran dentro de la ventana de interrogación que este siendo investigada. Dada una ventana de longitud N , se recomienda un desplazamiento de las partículas con un valor máximo de $N/4$ para asegurar una relación señal-ruido razonable. Todo lo anterior se ilustra en la Figura 2.8

2.3. Planteamiento del problema

En el Capítulo 1, se mostraron los resultados obtenidos en algunas investigaciones en relación a los canales ondulados. La mayoría de los estudios realizados son numéricos debido a que la simulación numérica ofrece ventajas económicas. Sin embargo, aunque las investigaciones numéricas tienen ventajas económicas presentan limitantes para números de Reynolds altos en donde los flujos son altamente inestables respecto a los resultados experimentales. Debido a lo anterior las investigaciones experimentales son necesarias para la validación de dichos resultados numéricos y de esta manera contar con información más confiable.

2.3.1. Definición de los parámetros geométricos de las placas

Una función senoidal esta definida por la longitud de onda λ y la amplitud (A). Sin embargo para nuestro experimento es necesario definir otras variables como: el espaciamiento entre placas y el ángulo de desfasamiento. La separación entre las placas y el ángulo de desfasamiento se mantuvieron constantes en esta investigación.

Los parámetros geométricos empleados fueron obtenidos del trabajo realizado por Rush et al. (1999). Los parámetros corresponden a las siguientes razones: $\lambda/H_{min} = 5.5$ y $A/H_{min} = 0.5$, con un máximo de 8 ondulaciones en cada placa senoidal, esto se atribuye a las restricciones del área de trabajo durante la manufactura de los moldes. El modelo experimental construido será evaluado en un rango hidrodinámico de $200 < Re < 600$. Los parámetros geométricos utilizados se pueden observar en la Figura 2.9.

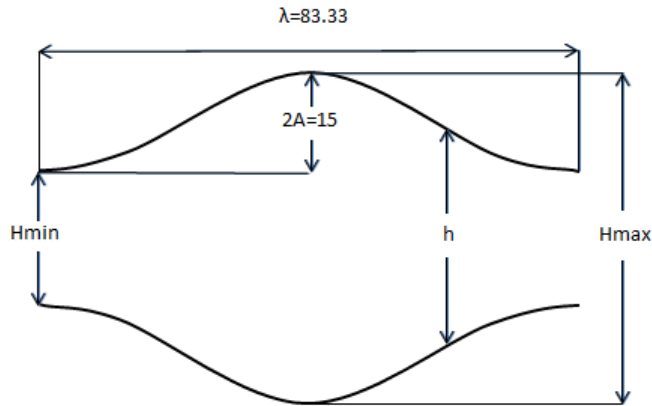


Figura 2.9: Dimensiones geométricas del perfil senoidal en mm.

2.3.2. Termoformado de las placas de acrílico

Las placas del conducto fueron hechas de acrílico debido a que es un material que permite llevar a cabo visualizaciones de flujo además de que cuenta con excelentes propiedades para el experimento como bajo índice de absorción, baja reflectividad y maleabilidad. El acrílico es un material no corrosivo lo cual ayuda a que los residuos de la corrosión no intervengan con las partículas trazadoras. El tipo de acrílico empleado para este propósito fue plexiglás M de 3 mm, cuya transmisibilidad a la luz es del 95 %.

Para dar la forma senoidal al acrílico se empleó una técnica de termoformado por estampado. En el proceso fue necesario contar con moldes (hembra y macho), acrílico y un horno eléctrico. Los moldes empleados para moldear las placas de acrílico son los mismos utilizados en una investigación anterior a ésta. En la Figura 2.10 se muestran los moldes utilizados para el termoformado de las placas de acrílico.



Figura 2.10: Moldes de aluminio con superficie senoidal utilizados por Oviedo et al [18].

El termoformado de las placas de acrílico se realizó en los hornos eléctricos de los laboratorios de la Facultad del Habitat de la UASLP. El termoformado consiste elevar la temperatura del horno a 300 °C hasta que alcance la estabilidad. Una vez que el horno haya conseguido la estabilización se procede a calentar individualmente las placas metálicas durante un lapso de 15 minutos. Una sección del acrílico previamente preparado para su calentamiento, se descansa sobre una de las placas metálicas que se encuentra dentro del horno con el perfil senoidal hacia arriba, y se comienza con el calentamiento. Finalmente cuando el acrílico llegue a las condiciones descritas, se retira el conjunto de placa y molde del horno y se coloca en una superficie plana, donde con la otra placa metálica se compacta el acrílico ejerciendo presión durante un lapso de 10 a 15 minutos.



Figura 2.11: Horno eléctrico para el termoformado de las placas de acrílico.

2.3.3. Construcción del modelo experimental

Para la construcción del conducto, las placas de acrílico moldeadas se reforzaron en la dirección transversal para dar rigidez al sistema. Los refuerzos agregados fueron 4 barras de acrílico de 9 mm de espesor y 25.4 mm de ancho. Los refuerzos fueron barrenados en las esquinas para formar el canal por medio de la sujeción de tuerca rondana y varilla roscada. En la Figura 2.12 se muestra el esquema del modelo experimental que se utilizó durante las pruebas.

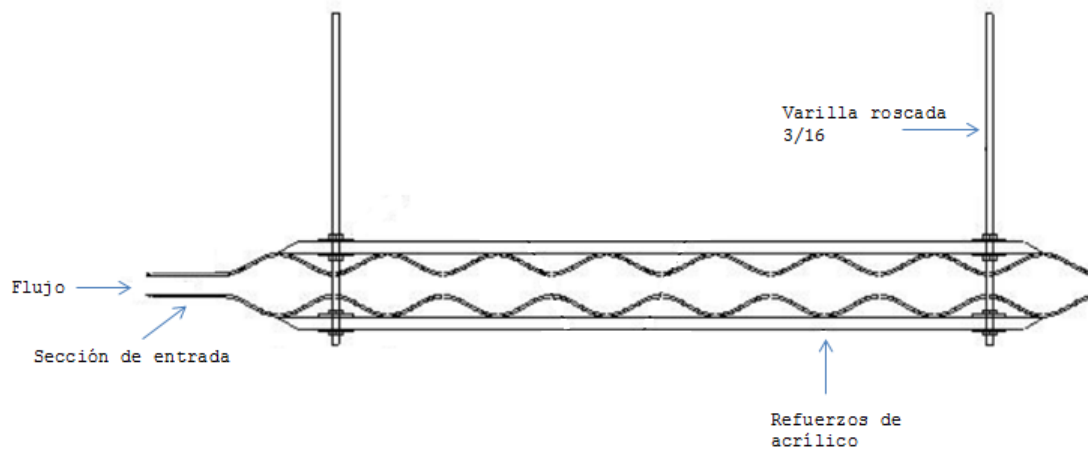


Figura 2.12: Esquema del canal de 8 ondulaciones, con una sección de entrada.

En la entrada del conducto se agregaron dos placas de acrílico plano de 3 mm de espesor. Se les aplicó un biselado en uno de sus extremos para reducir el espesor del acrílico con el objetivo de minimizar la perturbación del flujo a la entrada del canal. En la Figura 2.13 se muestra el canal ondulado armado, así como la sección de entrada agregada al conducto.



Figura 2.13: (Izquierda) Canal armado. (Derecha) Sección de entrada.

2.4. Equipo experimental

2.4.1. Equipo de cómputo

Se adquirió una estación de trabajo (workstation) necesaria para realizar el procesamiento de las imágenes obtenidas por el PIV. El ordenador es marca Dell y cuenta con una memoria RAM de 16 Gb, disco duro de 1 terabyte, y Windows 7 como sistema operativo. Las características mencionadas anteriormente fueron seleccionadas de entre muchas que el mercado ofrece. En la Figura 2.14 se muestra la estación de trabajo adquirida.



Figura 2.14: Estación de trabajo Dell T500.

2.4.2. Equipo de fotografiado

Para la captura de las imágenes para el PIV, trabajamos con la cámara de alta velocidad con la que cuenta el laboratorio de termofluidos de la Facultad de Ingeniería. La cámara es marca HiSpec modelo 1 con un sensor tipo CMOS. La cámara puede grabar a 506 cps a una resolución de 1280 x 1064 pixeles y hasta 112,000 cps a resoluciones más bajas. La interfaz gráfica utilizada por la cámara consiste en un software basado en ImageBlitz y en el pueden ajustarse parámetros como el tamaño de la imagen o la velocidad de obturación de la cámara.



Figura 2.15: Cámara de alta velocidad HiSpec 1.

2.4.3. Túnel de agua

Los experimentos fueron realizados en un túnel de agua modelo 1520 de Rolling Hills Research Corp. Este equipo está ubicado en el laboratorio de termofluidos en la Universidad Autónoma de San Luis Potosí. La sección de pruebas tiene 38 cm de ancho, 50.8 cm de profundidad y 152.4 cm de largo. El túnel cuenta con un volumen de 3800 litros de agua cuando esta lleno. El tiempo que tarda en ser llenado el túnel cuando está completamente vacío es de tres horas y media con la toma de agua abierta completamente.

En la Figura 2.16 se muestra el túnel de agua utilizado durante las pruebas experimentales. El rango de velocidades del túnel es de 0.01 a 0.3 m/s. La sección de pruebas está compuesta por vidrio templado para dar acceso visual al modelo que esté siendo estudiado. Las paredes de la sección de pruebas cuentan con cierto grado de divergencia con la finalidad de compensar el crecimiento de capa límite.



Figura 2.16: Túnel de agua Rolling Hills Research Corp.

En la Figura 2.17 se muestran los componentes principales del túnel. Los componentes 3, 4 y 5 de la figura son acondicionadores del flujo. El componente 3 es una superficie circular con perforaciones de acero inoxidable que es colocada justamente a la salida del flujo proveniente de la bomba (componente 1), el cual da la primera reducción de turbulencia. En la parte 4, se encuentra un sistema que tiene como finalidad eliminar cualquier perturbación en el flujo, este sistema está formado por una placa de acero inoxidable perforada, después se encuentran dos secciones malladas (aparentan ser tela mosquitero) y finalmente se encuentra un panel el cual entrega un flujo completamente laminar. El componente 5 es una reducción de 6:1 este componente reduce aun más

cualquier nivel de turbulencia que pueda existir y entrega un flujo plano a la entrada de la sección de pruebas.

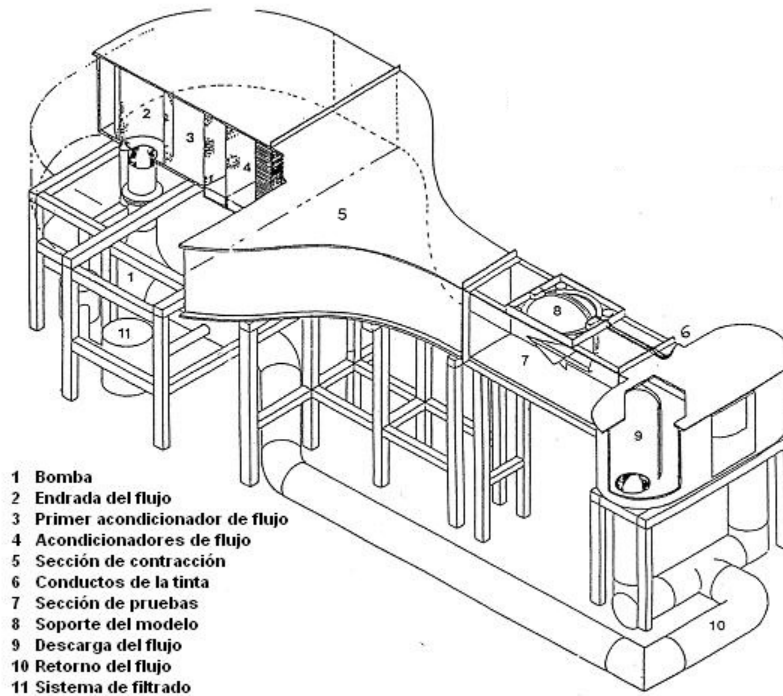


Figura 2.17: Componentes del túnel de agua.

Para poner en marcha el túnel se inicia energizando el circuito con la palanca de energía general (dispositivo del túnel). En la pantalla del frecuencímetro se presiona la tecla "dsp", presionando varias veces hasta llegar a la función "lo/Re". Con el botón que tiene dibujada la flecha se presiona hasta encontrar en la pantalla las siglas "lo", posteriormente se vuelve a presionar la tecla "dsp" hasta que encontremos la función "Fout" a partir de aquí se puede variar la frecuencia para obtener su correspondiente en velocidad en la sección de pruebas.

2.4.4. Partículas trazadoras

La técnica de visualización utilizada requiere la selección de un tipo de partículas que permita describir el comportamiento del flujo. En esta investigación se emplearon partículas de 14 micrómetros de diámetro, manufacturadas por Potters Inc, Carlstadt. NJ. El aspecto que las partículas tienen al ser abiertas de su contenedor es un polvo gris muy fino.

Recién lavado el túnel son necesarias cuatro a cinco cucharadas medianas al ras para tener una buena visualización del flujo. Conforme es usado el túnel es necesario que se le vayan agregando partículas ya que siempre ocurre la sedimentación de ellas sobre todo en los lugares muy estrechos como lo son la región de estabilización del flujo (panal). Se puede recuperar algunas partículas sedimentadas en el panal deslizando la mano en toda su superficie tratando de alterar el fluido para remover la mayor cantidad de partículas que se encuentran alojadas en sus intersticios.

2.4.5. Iluminación

La técnica del PIV requiere de la generación de un plano de luz con características bien definidas como el grosor, color e intensidad. Los rayos láser son muy utilizados en la técnica PIV por ser el único tipo de luz que por medio de lentes puede concentrarse para formar un plano de luz. Este plano se hace incidir sobre el fluido para iluminar la región de interés.

Para iluminar la sección de pruebas durante los experimentos fue necesario utilizar una fuente luminosa, con el fin de observar las trayectorias de las partículas trazadoras de flujo en el agua. La fuente utilizada en este caso fue un tubo láser de He-Ne cuya potencia máxima es de 2 W. El láser cuenta con una fuente que se alimenta de una conexión domestica a 120 V.

La conversión del haz cilíndrico a uno plano se logra colocando un lente convergente (modelo E54-185) a la salida de láser por medio de un adaptador. La lente provoca un plano que abre a 45 grados por ambos lados. El tubo del láser y lente son alineados en la parte inferior de la sección de pruebas, para iluminar el plano central del canal ondulado.

Durante la operación del láser debe tenerse cuidado de evitar la visibilidad directa al haz de luz, ya que una corta exposición del rayo del láser en el ojo humano puede provocarle severos danos en la vista. Al realizar los experimentos debemos percatarnos de que el entorno donde se realizan las visualizaciones no debe estar expuesto a cualquier otra entrada de luz que no sea la del láser para mantener el área de trabajo completamente oscura.

2.5. Metodología experimental

2.5.1. Metodología para el túnel de agua

Para obtener resultados confiables desarrollamos una metodología experimental que nos permite variar de manera confiable parámetros importantes como la velocidad del flujo en el túnel de agua. En los experimentos la velocidad del flujo se controla regulando la velocidad de rotación del motor eléctrico. Para variar la velocidad de rotación del motor eléctrico variamos la frecuencia de entrada con el frecuencímetro que se encuentra instalado en el túnel.

El intervalo de desempeño óptimo del túnel de agua está entre 3.5 y 6 Hz. Lo anterior es muy importante ya que si el motor se encuentra trabajando fuera de este intervalo por largos periodos de tiempo comenzará a calentarse. Para ayudar a que el motor del túnel no se caliente en exceso se colocaron algunos ventiladores para ayudar a enfriar el motor y así no el túnel no presente variaciones de velocidad durante los experimentos.

Otro factor importante es el tiempo de estabilización del túnel para evitar pequeños cambios de velocidad y alteraciones externas del flujo. El tiempo estimado de acuerdo con la experimentación es de 4 a 6 minutos, tiempo que resulta suficiente para que el túnel haga los cambios necesarios de velocidad y establezca el flujo.

2.5.2. Metodología para el PIV

Se desarrolló una metodología para la calibración de el sistema PIV para el cálculo de las velocidades en el flujo estudiado. La calibración del sistema consiste en cuantificar cuantos pixeles equivalen a la unidad de medida estandarizada como milímetros, centímetros o pulgadas. Este procedimiento se realiza sin mayores complicaciones cuando se conoce la conversión entre pixeles y las unidades en las que se estudia el fenómeno. Por ejemplo si un pixel es igual a una décima de milímetro, una medida recta previamente conocida que ocupe 100 pixeles equivaldrá a un centímetro.

Durante la conversión de las unidades, factores como la perspectiva y distorsión en las lentes afectan a las mediciones en pixeles. Para calibrar la instalación óptica, se utiliza una imagen patrón de dimensiones conocidas, puede ser un objeto o bien una regla con una escala que relacione los pixeles con las unidades empleadas. La calibración es válida para la instalación experimental utilizada, por lo que si se cambia la posición de la cámara o del modelo experimental se debe repetir la calibración.

La técnica empleada para la obtención de los campos de velocidades es el PIV (Particle Image Velocimetry). Se espera que con la aplicación de esta técnica se puedan medir campos de velocidades confiables para posteriormente procesar esta información en la obtención de caídas de presión, campos de vorticidad entre otros resultados.

El algoritmo de rastreo de partículas que se utilizó para el análisis de las imágenes del PIV fue el de correlación cruzada que viene incluido en el software PIVlab que es un software de uso libre cuya interfaz gráfica está desarrollada en Matlab. El montaje experimental utilizado para la adquisición de imágenes PIV que se analizaron se muestra en la Figura 2.18. La figura muestra gráficamente el montaje experimental empleado para la adquisición de imágenes PIV, utilizando el proceso de pares de imágenes con una sola exposición.

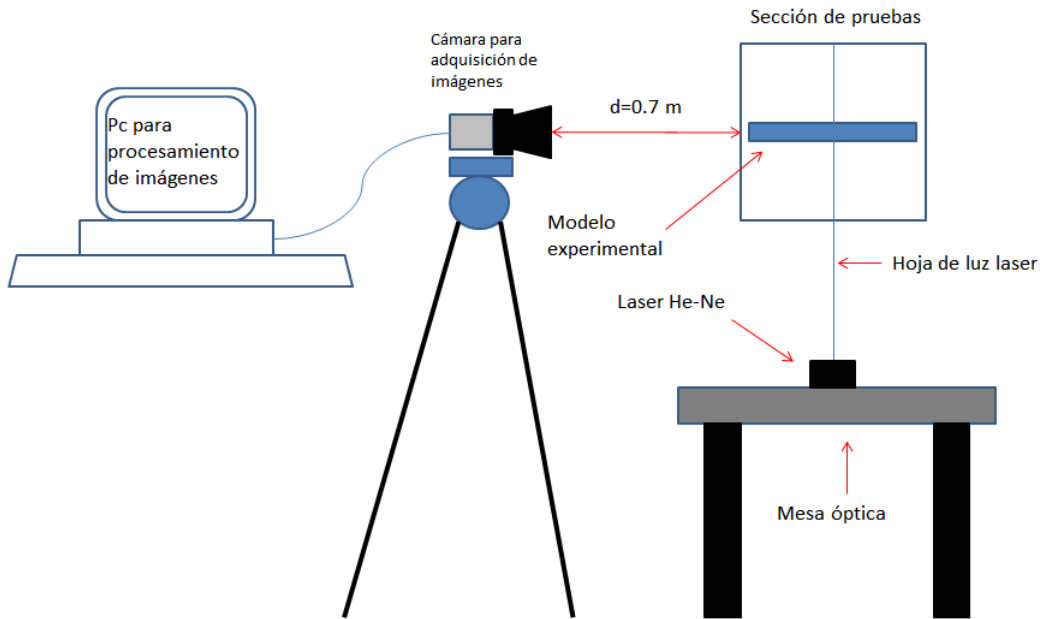


Figura 2.18: Esquema experimental para realizar la técnica del PIV.

Capítulo 3

Análisis térmico de un canal con ondulacion senoidal

3.1. Introducción

En el capítulo 1 se describieron los diferentes tipos de estudios realizados en canales con geometría no convencional. Se presentaron resultados hidrodinámicos y térmicos del comportamiento de un fluido a través de canales con geometría inusual. En ese capítulo el objetivo era el de introducir al lector en el contexto del trabajo de tesis. En el capítulo 2 se describieron conceptos fundamentales sobre dinámica de fluidos y la metodología experimental para la obtención de los resultados hidrodinámicos. En este capítulo se aborda una descripción más detallada del análisis térmico realizado en el presente trabajo de tesis, así como el tipo de ecuaciones empleadas para poder cuantificar las tasas de transferencia de calor en nuestro modelo experimental.

3.2. Conceptos básicos sobre transferencia de calor

3.2.1. Concepto de capa límite

De acuerdo con la definición hecha por Ludwig Prandtl; se conoce como capa límite a la región en la que los efectos de la fricción del fluido para altos números de Reynolds se limitan a una capa delgada cerca el límite de un cuerpo. Se dice que no hay ningún cambio de presión significativa a través de la capa límite lo cual implica que la presión en la capa límite es la misma que la presión en el flujo no viscoso fuera de la capa límite.

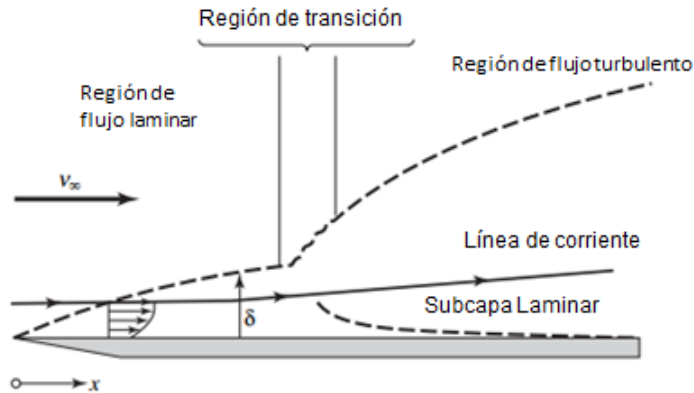


Figura 3.1: Fases de la capa límite de un flujo pasando por una placa plana.

La presión es un parámetro que se puede medir experimentalmente empleando manómetros o mediante la teoría del flujo no viscoso. En la Figura 3.1 se muestra la capa límite sobre una placa plana. De la figura anterior se puede ver que a valores relativamente pequeños de x , el flujo dentro de la capa límite es laminar, y esa zona se conoce como la capa límite laminar. La zona de transición es la región donde se muestran fluctuaciones entre flujo laminar y flujo turbulento. Para valores mucho más grandes del número de Reynolds el flujo sobre la placa será turbulento. De acuerdo con Welty (2007) también podemos observar que en la región en la que la capa límite es turbulenta, existe una capa muy delgada de líquido que se conoce como la subcapa laminar. La subcapa laminar es una región en la que el flujo aún es laminar y existen grandes gradientes de velocidad.

3.2.2. Gradiente de presión

Para el caso más sencillo en el que se analiza el flujo pasando sobre una placa plana, el gradiente de presión es cero. Sin embargo en situaciones reales el movimiento de un fluido implica la existencia de un gradiente de presión. El gradiente de presión juega un papel muy importante en la separación de la capa límite del fluido. Un gradiente de presión negativo producirá una variación de la velocidad similar a la que se produce en un gradiente de presión cero. De acuerdo con Potter (2010) un gradiente de presión negativo, no puede causar separación del flujo. Un gradiente de presión negativo se conoce como un gradiente de presión favorable. El único tipo de flujo de la capa límite que tiene un punto de inflexión es el flujo con un gradiente de presión positivo, el cual es un gradiente de presión necesario para que exista la separación del flujo. Los gradientes de presión positivos se conocen como gradientes de presión adversos.

Un flujo puede permanecer sin separación con un gradiente de presión adverso, por lo tanto la condición anterior es una condición necesaria pero no suficiente. En la Figura

3.2 se puede observar el orden en que sucede la separación de capa límite cuando existe un gradiente de presión adverso.

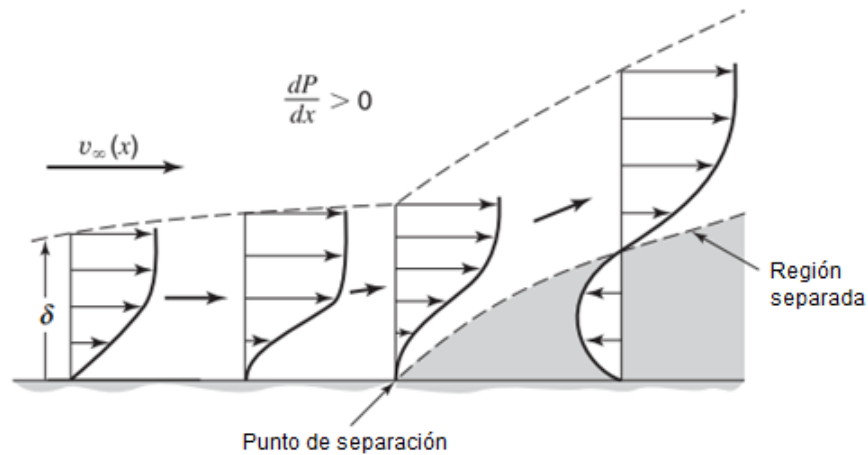


Figura 3.2: Perfil de velocidad sobre una placa plana con gradiente de presión y separación de capa límite.

3.2.3. Factor de fricción

Al realizar el estudio de flujo externo o flujo interno mediante la dinámica de fluidos podemos obtener parámetros que nos indican el comportamiento del flujo pasando por dichos conductos por ejemplo: perfiles de velocidad, caídas de presión o tasas de esfuerzo cortante. Hasta ahora durante el estudio de flujos laminares y turbulentos la etapa de transición se ha expresado respecto al número de Reynolds. Aunque el número de Reynolds sigue siendo el parámetro principal de medida de dicha transición, existen otros factores distintos al número de Reynolds que influyen en la transición de un flujo laminar a turbulento. Uno de esos factores, es el factor de fricción.

En dinámica de fluidos, las ecuaciones del factor de fricción de Darcy son ecuaciones basadas en datos experimentales y teóricos. Según Manning (1991) el factor de fricción de Darcy es una cantidad adimensional utilizada en la ecuación de Darcy-Weisbach para la descripción de las pérdidas por fricción en el flujo de un conducto o de un fluido pasando por una placa plana. Para el caso del flujo interno dentro de un conducto circular el factor de fricción está dado por

$$f = \frac{16}{Re} \quad (3.1)$$

La ecuación anterior también se conoce como factor de fricción de Darcy-Weisbach o factor de fricción de Moody. De acuerdo a la teoría el factor de fricción de Darcy es cuatro veces más grande que el factor de fricción de Fanning.

$$4C_f = f \quad (3.2)$$

3.3. Introducción al concepto de analogía transferencia de calor-momento

Existen ciertas similitudes entre la transferencia de energía y la transferencia de momento, tanto en el mecanismo de transferencia como cuantitativamente hablando. En este capítulo se analiza el concepto de analogía que deriva en diversas ecuaciones que se utilizan para cuantificar la transferencia de energía.

La analogía transferencia de calor-momento es un concepto desarrollado por Osborne Reynolds y por Ludwig Prandtl y está basado en la hipótesis del mecanismo de transporte turbulento. Schundler (1998) investigó que el diseño de intercambiadores de calor está basado en las leyes fundamentales de transferencia de calor y de momento con el objetivo de controlar el tamaño del intercambiador, así como la potencia requerida para mover el fluido.

3.3.1. Analogía de Reynolds

Muchas preguntas surgen al diseñar un intercambiador de calor optimo minimizando cada uno de los conceptos anteriores, como si ¿Es posible tener altas tasas de transferencia de calor y mínimas tasas de transferencia de momento simultáneamente? Reynolds (1874), escribió en su artículo “On the extent and action to the heating Surface of steam boilers”: El calor llevado por el aire o cualquier fluido, de una superficie además del efecto de la radiación, es proporcional a la difusión interna del fluido en la superficie, es decir, es proporcional a la velocidad a la que las partículas o moléculas van y vienen desde la superficie. Dicho movimiento de energía es debido

- A la difusión interna natural del fluido cuando esta en reposo
- El movimiento de eddie causado por la mezcla del fluido cuyo vaivén continuamente trae partículas frescas en contacto con la superficie.

De acuerdo con los enunciados anteriores la figura 3.3 muestra la hipótesis adoptada por Reynolds para definir la analogía entre los dos mecanismos de transferencia

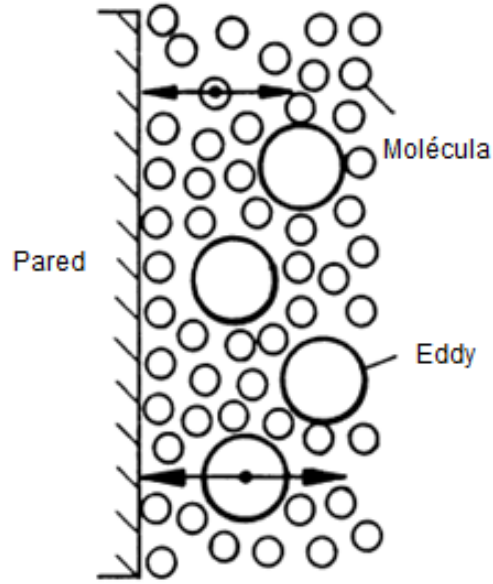


Figura 3.3: Hipótesis adoptada por Reynolds (1874) para el desarrollo de la analogía de transferencia de calor-momento.

En su trabajo Reynolds estableció que el flujo de calor \dot{q} está dado por la siguiente ecuación

$$\dot{q} = a\rho c_p \Delta T + b'\rho c_p v \Delta T \quad (3.3)$$

En donde el flujo de momento está dado por

$$\tau = a'\rho c_p v + b'\rho v \quad (3.4)$$

En donde a es la velocidad inicial a la temperatura del fluido y a' es la velocidad del fluido después de alcanzar el equilibrio mientras que b y b' es la relación existente entre las velocidades del transporte de eddy y la velocidad mayor. De las ecuaciones 3.3 y 3.4 se puede obtener la relación entre transferencia de calor y transferencia de momento, por lo que

$$\frac{\dot{q}}{\tau} = c_p \frac{(a + bv)\Delta T}{(a' + b'v)v} \quad (3.5)$$

Además si definimos el coeficiente de transferencia de calor por convección como h , decimos que

$$\dot{q} \equiv h\Delta T \quad (3.6)$$

Y el factor de fricción por f , tenemos

$$\tau \equiv \frac{f}{8}\rho v^2 \quad (3.7)$$

Sustituyendo el valor del esfuerzo cortante y del flujo de calor en la ecuación 3.5

$$\frac{h}{\rho c_p v} = \frac{\tau}{\rho v^2} \cdot \frac{\frac{a}{v} + b}{\frac{a'}{v} + b'} \quad (3.8)$$

El lado izquierdo de la ecuación 3.8 , se conoce como el número de Stanton (S_t).

$$S_t = \frac{f}{8} \cdot \frac{\frac{a}{v} + b}{\frac{a'}{v} + b'} \quad (3.9)$$

De la ecuación anterior, podemos identificar que a y a' son la misma velocidad debida al transporte molecular, al igual que b y b' son la misma velocidad de transporte de eddy. El segundo factor se convierte en la unidad y la ecuación anterior se convierte en la famosa analogía de Reynolds para transferencia de calor-momento.

$$S_t = \frac{f}{8} \quad (3.10)$$

El factor de fricción que aparece en la analogía de Reynolds, es conocido como el factor de fricción de Darcy. Si tomamos en cuenta que

$$4C_f = f \quad (3.11)$$

La ecuación para la analogía de Reynolds sustituyendo el factor de fricción de Fanning queda como sigue

$$S_t = \frac{C_f}{2} \quad (3.12)$$

La ecuación anterior es un excelente ejemplo de la similitud que existe entre la transferencia de energía y de momento. Para situaciones que satisfagan el concepto mediante el cual se desarrolló la ecuación 3.12, conocer el coeficiente de fricción permitirá evaluar de manera sencilla y practica parámetros como el coeficiente de transferencia de calor convección, así como el número de Nusselt.

Existen algunas restricciones para el uso de la analogía de Reynolds que deben ser tomadas en cuenta:

- $Pr=1$
- Que las fuerzas de arrastre sean de naturaleza viscosa.

Algunas de las áreas de aplicación por ejemplo son aquellas situaciones de flujo paralelo superficies planas o flujo interno en conductos (Welty, 2007).

3.3.2. Analogía de Prandtl

Treinta años después Prandtl reconsidero la hipótesis adoptada por Reynolds en 1874, con la pregunta de que si ¿Es realmente cierto que no solo las moléculas rebotan contra la pared rígida, sino que también las moléculas de eddy lo hacian?. Prandtl concluyo con que finalmente, las moléculas de eddy debían desaparecer o ser destruidas cerca de la pared, simplemente porque la pared es rígida. Y así la hipótesis subyacente de su concepto era que los dos mecanismos, el transporte molecular y la ley de transporte de las moléculas de eddy actúan al unísono, como se ilustra en la fig 3.4.

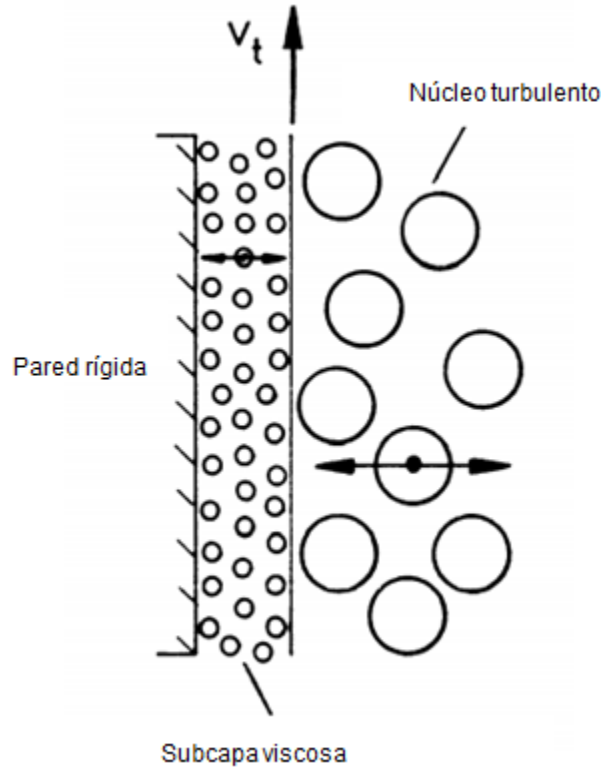


Figura 3.4: Hipótesis adoptada por Ludwig Prandtl para explicar la relación existente entre la fricción en un fluido y la transferencia de energía.

Prandtl llegó a una solución que incluye las influencias de la subcapa laminar y del núcleo turbulento. Durante su análisis obtuvo soluciones para las dos regiones. La ecuación desarrollada por Prandtl es la siguiente

$$S_t = \frac{\frac{C_f}{2}}{1 + 5\sqrt{\frac{C_f}{2}}(Pr - 1)} \quad (3.13)$$

3.3.3. Analogía de Colburn

Es de vital importancia tener en cuenta que el mecanismo de transferencia de calor es dependiente de las condiciones de flujo, sobre todo en relación con la fricción de un fluido dentro de un conducto. Allan P. Colburn (1933) propuso un método de correlación para convección forzada mediante el cual muestra tasas de transferencia de calor en relación al número de Reynolds.

Debido a las limitaciones que presenta el uso de la analogía de Reynolds, Colburn (1933) en su investigación sugirió una sencilla variación de la analogía de Reynolds que permite su aplicación a situaciones en las que el número de Prandtl es distinto de la unidad. De acuerdo con la propuesta de Colburn, en la figura 3.5 se muestra una comparación de la ecuación de Colburn, respecto a las ecuaciones propuestas por Reynolds y Prandtl. La Figura 3.5, muestra que existe una variación importante del coeficiente de transferencia de calor por convección respecto al número de Prandtl.

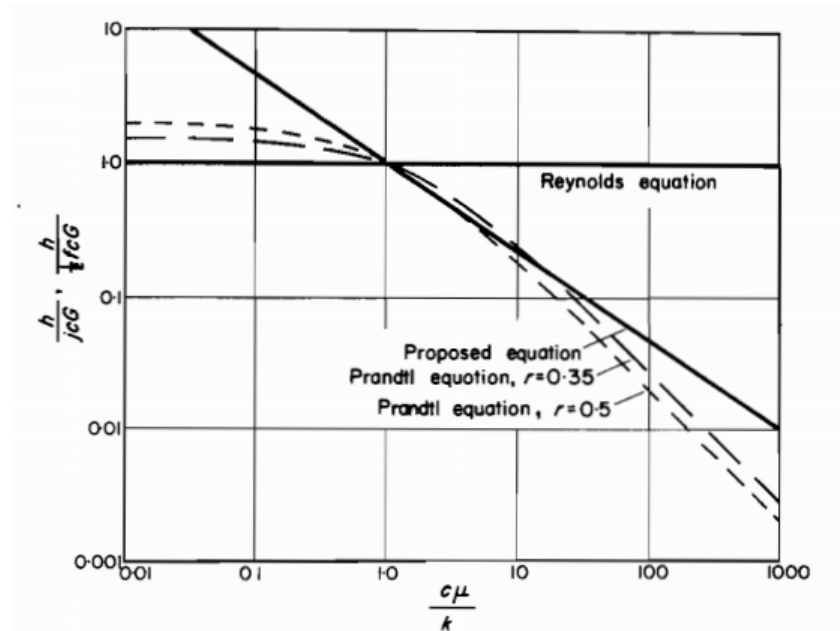


Figura 3.5: Comparación de los resultados de transferencia de calor realizada por Colburn (1933), entre las analogías de Reynolds, Prandtl y Colburn en el intervalo de $0.01 < Pr < 1000$.

De el trabajo realizado por Colburn el número de Stanton queda representado por la siguiente ecuación

$$S_t = \frac{C_f}{2Pr^{\frac{2}{3}}} \quad (3.14)$$

En donde el número de Prandtl aparece, debido a que es diferente de uno. La ecuación anterior puede ser aplicada para un número amplio de tipos de flujo y diferentes geometrías para encontrar excelentes resultados, tomando en cuenta el intervalo del número de Prandtl sea $0.5 < Pr < 50$. La segunda condición hace que la analogía de Colburn extienda su uso para gases, agua y otros líquidos de interés. Está claro que tanto para la analogía de Prandtl, como para la analogía de Colburn cuando el $Pr=1$, ambas se reducen a la ecuación de Reynolds.

3.4. Aplicación de las analogías de transferencia de calor-momento

Como ya se mencionó anteriormente, el concepto de analogía de transferencia de calor-momento fue introducido primero por Reynolds (1874) para el flujo turbulento para después ser ampliado por Colburn (1933). Aunque Prandtl y Von Karman propusieron analogías para obtener algunas mejoras, sus resultados no son tan satisfactorios sobre todo cuando el número de Prandtl es diferente de la unidad. Para fluidos de alto número de Prandtl, la analogía de Colburn (1933), que se basa en datos experimentales de ambos tipos de flujo laminar y turbulento ha sido muy exitosa y más ampliamente utilizada. Las analogías mencionadas anteriormente se han aplicado ampliamente para diversos flujos y geometrías como flujos en tuberías, conductos y sobre una placa plana.

Cuando se puede obtener el coeficiente de fricción en la pared mediante una solución de tipo analítica, computacional, o experimental, las tasas de transferencia de calor o de transferencia de masa pueden ser calculadas de manera sencilla a través del número de Nusselt o del número de Sherwood respectivamente. Como ya se mencionó antes, todas las analogías anteriores se desarrollaron a partir de análisis teóricos o datos experimentales de flujo turbulento en un tubo con la condición de temperatura uniforme en la pared uniforme.

De acuerdo con los estudios de Lin et al. (1994) en donde se discute a fondo la aplicación de las analogías de transferencia de calor, estas analogías han sido examinadas cuando se aplican a un flujo de tipo laminar en convección forzada sobre una placa plana. Durante sus estudios ellos compararon las soluciones obtenidas con cada analogía en un intervalo de número de Prandtl $0.01 < Pr < 1000$, aplicando dos tipos de condición en la pared de la placa plana:

- Temperatura constante en la pared
- Flujo de calor constante en la pared

Los resultados obtenidos del número de Nusselt para un $Re = 10000$ son comparados en la figura 3.6, con las analogías previas:

Analogía de Reynolds:

$$\frac{Nu}{Re} = \frac{C_f}{2} \quad (3.15)$$

Analogía de Prandtl:

$$\frac{Nu}{RePr} = \frac{C_f}{2} \left[1 + 5\sqrt{\frac{C_f}{2}}(Pr - 1) \right]^{-1} \quad (3.16)$$

Analogía de Von Karman:

$$\frac{Nu}{RePr} = \frac{C_f}{2} \left[1 + 5\sqrt{\frac{C_f}{2}} \left[Pr - 1 + \ln\left(\frac{5Pr + 1}{6}\right) \right] \right]^{-1} \quad (3.17)$$

Analogía de Colburn:

$$j_H \equiv \frac{Nu}{RePr^{\frac{1}{3}}} = \frac{C_f}{2} \quad (3.18)$$

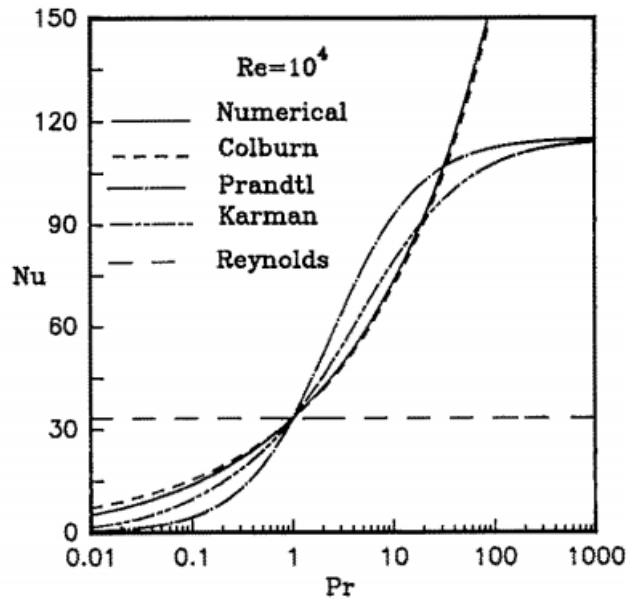


Figura 3.6: Resultados obtenidos por Lin et al. (1994) sobre una placa plana.

El segundo análisis realizado por Lin et al. (1994), es sobre la analogía de Colburn en donde se realizó un estudio de la analogía para las dos condiciones de frontera en la pared. Los resultados calculados numéricamente para la analogía de Colburn se presentan en la siguiente figura. La Figura 3.7 muestra que para un intervalo de $0.7 < Pr < \infty$, los factores $(C_f/2)/j_H$ y $(\overline{C_f}/2)/\overline{j_H}$ para la placa plana con temperatura constante en la pared están muy cercanos a la unidad, mientras que para las condiciones de flujo uniforme en la pared ambos factores difieren.

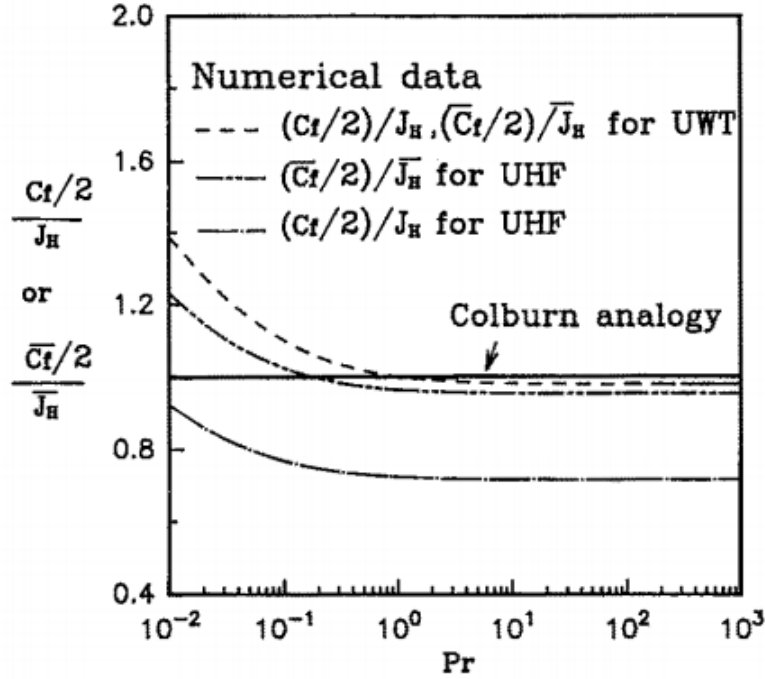


Figura 3.7: Resultados de transferencia de calor obtenidos por Lin et al. (1994) empleando la analogía de Colburn para las condiciones de temperatura constante en la pared y flujo de calor constante en la pared de una placa plana.

3.4.1. Implementación de las analogías para flujo externo y flujo interno.

Como se vio anteriormente, el empleo de las analogías de transferencia de calor, es sencillo pero muy útil con el objetivo de cuantificar la transferencia de calor en una placa plana o un conducto. Sin embargo es necesario comprobar que estas analogías pueden ser implementadas en el análisis de flujo externo y de flujo interno y verificar que son aplicables para varios tipos de situaciones de flujo y geometría.

Existen numerosas situaciones en la práctica para asociar el movimiento de un fluido pasando por una superficie sólida como un cilindro, esfera o una pared y asociar su comportamiento hidrodinámico con su comportamiento térmico. Si analizamos un fluido pasando sobre una placa plana para el caso de flujo laminar tenemos que aplicando la analogía de Colburn

Placa Plana

$$S_t = \frac{C_f}{2Pr^{2/3}} \quad (3.19)$$

Tomando en cuenta que el coeficiente de fricción local está dado por

$$C_{fx} = 0.664Re^{-1/2} \quad (3.20)$$

Y si sabemos que el número de Stanton está dado por la siguiente ecuación

$$S_t = \frac{Nu}{RePr} \quad (3.21)$$

Si sustituimos las ecuaciones anteriores en la ecuación 3.39 , tenemos que

$$\frac{Nu}{RePr} = \frac{0.664Re^{-1/2}}{2Pr^{2/3}} \quad (3.22)$$

Llegamos a que el número de Nusselt local para una placa plana está dado por

$$Nu_x = 0.332Pr^{1/3}Re^{1/2} \quad (3.23)$$

Y como sabemos que $Nu_L = 2Nu_x$, la ecuación anterior se convierte en

$$Nu_L = 0.664Pr^{1/3}Re^{1/2} \quad (3.24)$$

Para el caso de flujo turbulento sucede algo similar a lo anterior, en donde si sustituimos el valor del coeficiente de fricción tenemos que

$$C_{fx} = \frac{0.0576}{Re^{1/5}} \quad (3.25)$$

$$Nu_x = 0.0288Pr^{1/3}Re^{4/5} \quad (3.26)$$

$$Nu_L = 0.0576Pr^{1/3}Re^{4/5} \quad (3.27)$$

Conducto circular

Ahora si analizamos el flujo en un conducto circular, de acuerdo a los perfiles y los datos proporcionados por Incropera (2007), en donde el perfil de velocidad esta definido por

$$U(r) = C_1 \quad (3.28)$$

$$T(r) - T_s = C_2 \left(1 - \frac{r}{r_o}\right) \quad (3.29)$$

Y el coeficiente convectivo está definido por

$$h = \frac{q_s''}{T_s - T_m} \quad (3.30)$$

Es necesario tener en cuenta que para el cálculo del coeficiente convectivo necesitamos la temperatura media. Aplicando las ecuaciones desarrolladas para flujo laminar en un conducto circular, llegamos a que

$$U_m = C_1 \quad (3.31)$$

Y la temperatura media

$$T_m = T_s + \frac{C_2}{2} \quad (3.32)$$

De la ecuación de conducción de calor Fourier, tenemos que

$$q_s'' = \frac{-2kC_2}{r_o} \quad (3.33)$$

Sustituyendo q_s'' y T_m en la ecuación de h , tenemos que

$$h = \frac{4k}{r_o} \quad (3.34)$$

Implementando el resultado anterior en la definición del número de Nusselt para un conducto circular tenemos que

$$Nu_D = \frac{hD}{k} = \frac{8r_o}{r_o} = 8 \quad (3.35)$$

El resultado obtenido anteriormente a través de definir perfiles de velocidad puede ser encontrado de igual manera con la diferencia de que ahora podemos aplicar la analogía de Colburn, tenemos que:

$$S_t = \frac{C_f}{2Pr^{2/3}} \quad (3.36)$$

Para un flujo laminar en un conducto circular tenemos que el coeficiente de fricción está dado por

$$C_f = \frac{16}{Re} \quad (3.37)$$

Si tomamos en cuenta que es un flujo completamente desarrollado, el número de $Pr=1$, por lo tanto la analogía de Colburn se reduce a la analogía de Reynolds y tenemos que:

$$S_t = \frac{16}{2Re} \quad (3.38)$$

De acuerdo a la definición del número de Stanton utilizada en el análisis de la placa plana tenemos que el número de Nusselt es

$$\frac{Nu}{Re} = \frac{8}{Re} = 8 \quad (3.39)$$

Ambos resultados demuestran que el uso de las analogías de transferencia de calor, desarrolladas por Reynolds (1874) y por Colburn (1933) tienen un amplio y práctico uso. De acuerdo con el análisis anterior, en esta investigación se implementará la analogía de Colburn (1933) para encontrar las tasas de transferencia de calor mediante el reporte de los números de Nusselt locales.

Flujo turbulento en un conducto circular

Considerando transferencia de calor entre la superficie de un conducto y un flujo turbulento Colburn relaciono el número de Nusselt con el factor de fricción a través del número de Stanton mediante la analogía de Colburn con la siguiente ecuación

$$Nu = 0.125fRePr^{1/3} \quad (3.40)$$

Para el flujo turbulento completamente desarrollado en un conducto circular, el factor de fricción está dado por

$$f = 0.184Re^{-0.2} \quad (3.41)$$

Si sustituimos la ecuación 3.41 en la ecuación 3.40 tenemos que

$$Nu = 0.023Re^{0.8}Pr^{1/3} \quad (3.42)$$

La ecuación 3.42 se conoce como la ecuación de Colburn y puede se empleada tanto para tubos lisos, como para tubos rugosos y su intervalo de aplicación es

$$0.7 \leq Pr \leq 160$$

$$Re > 10000$$

Dittus-Boelter (1930) mejoraron la precisión de la ecuación de Colburn al considerar que el fluido de trabajo puede ser empleado para enfriamiento o calentamiento. La ecuación de Dittus-Boelter es

$$Nu = 0.023Re^{0.8}Pr^n \quad (3.43)$$

Las restricciones para el uso de la ecuación 3.43 son

- $n = 0.4$, cuando el fluido esta siendo calentado
- $n = 0.3$, cuando el fluido esta siendo enfriado
- Las propiedades del fluido como el número de Pr, son evaluadas con la temperatura media aritmética.

Capítulo 4

Resultados

4.1. Validación del análisis hidrodinámico del modelo experimental

Durante la experimentación se realizaron pruebas en un conducto senoidal con un ángulo de desfase de 180° . Los parámetros geométricos son los que se discutieron en el Capítulo 2 en donde: $\lambda/H_{min} = 5.5$ y $A/H_{min} = 0.5$. En la Figura 4.1 se muestra un esquema básico de la configuración del modelo empleada durante los experimentos.

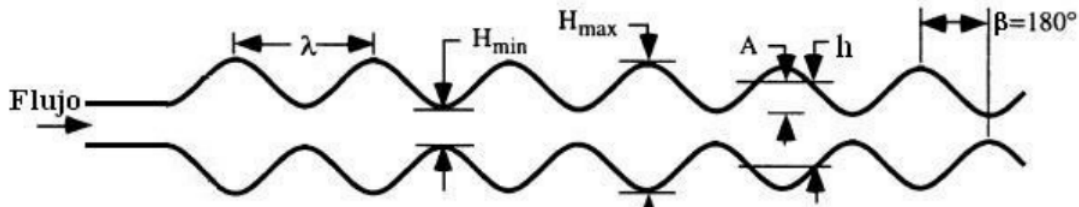


Figura 4.1: Configuración del modelo experimental con un ángulo de desfase entre placas de 180° .

La configuración mostrada en la figura anterior tienen un valor de $h = 0.03$ m. La distancia promedio h es un parámetro que no varía durante cada experimento. Se estudió el comportamiento del flujo en cada ondulación del conducto con el fin de observar su comportamiento hidrodinámico y poder cuantificarlo a través del PIV. El canal estudiado en esta investigación consta de 8 ondulaciones en total.

4.2. Análisis de los campos de velocidad resultantes

Los experimentos se realizaron en el intervalo $200 < Re < 600$. Se obtuvieron 500 imágenes y 250 pares de imágenes para cada caso. En la Figura 4.2 se puede observar la configuración experimental empleada. Se puede visualizar el modelo experimental iluminado así como las imágenes capturadas en el ordenador mediante el uso de la cámara de alta velocidad HiSpec 1.

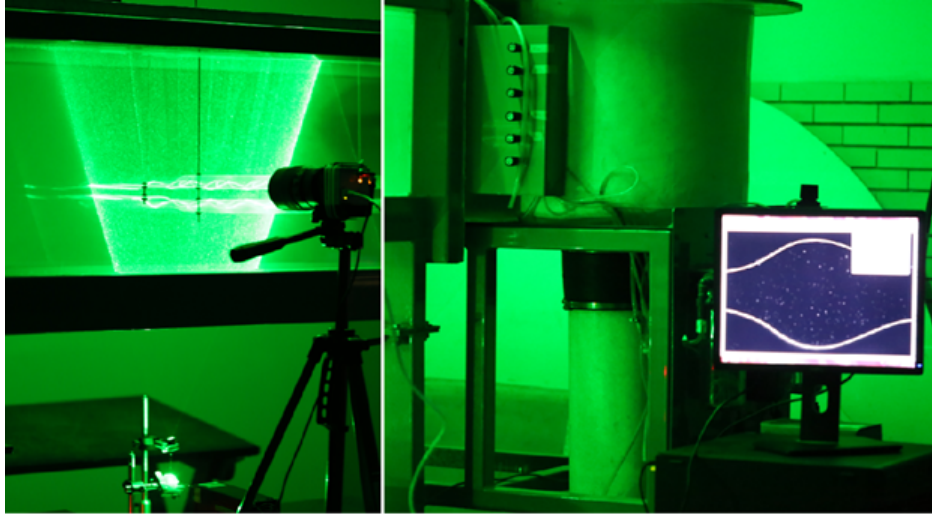


Figura 4.2: Fotografía capturada durante la realización de las pruebas experimentales en el túnel de agua del laboratorio de termofluidos de la Facultad de Ingeniería de la UASLP.

La sección de pruebas en cada experimento estaba previamente dotada de partículas trazadoras, a través de las cuales la cámara de alta velocidad Hi-Spec1 capturo las 500 imágenes a una tasa de 506 cps (cuadros por segundo). La velocidad anterior fue elegida debido a que es la velocidad a la cual la cámara nos entrega la máxima resolución para cada imagen. La resolución de las imágenes obtenidas es de 1280×1064 píxeles. En la Figura 4.3 se muestra un par de imágenes obtenidas mediante la metodología de captura empleada durante los experimentos.

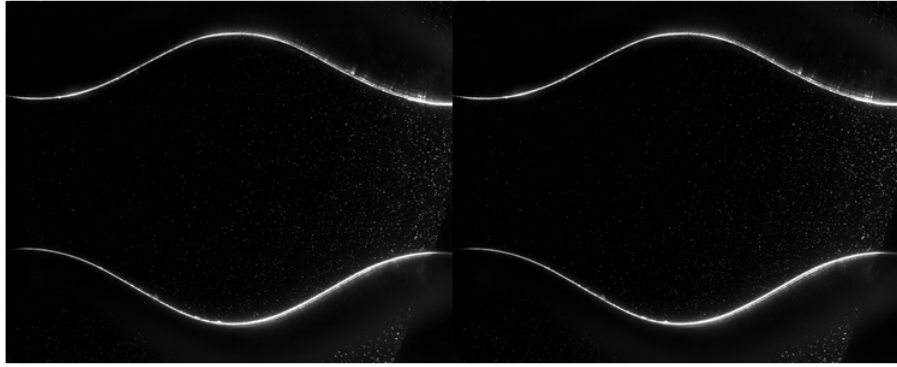


Figura 4.3: Par de imágenes capturadas con la cámara marca HiSpec 1 a 506 cps para la realización del PIV.

Después de obtener las imágenes se analizaron en el software PIVlab empleando un algoritmo de correlación cruzada. Las ventanas de interrogación utilizadas fueron de 64×64 píxeles para cada secuencia de imágenes. Durante dicho análisis se obtuvieron 250 campos instantáneos de velocidad para cada número de Reynolds del intervalo mencionado anteriormente. De los campos instantáneos obtuvimos campos de velocidad promedio de las componentes de velocidad u y v , así como las líneas de corriente para cada ondulación.

4.2.1. Estabilidad hidrodinámica, $Re = 200$

Los campos de velocidades obtenidos para cada caso muestran características muy particulares en cuanto al comportamiento de flujo a través de las ondulaciones. De acuerdo con la clasificación hecha por Oviedo et al. (2008) el flujo presenta tres tipos de condiciones definidas como flujo estable, flujo inestable y mezclado significativo. En la Figura 4.4 se pueden observar los campos de velocidad obtenidos para la primera ondulación de $Re = 200$.

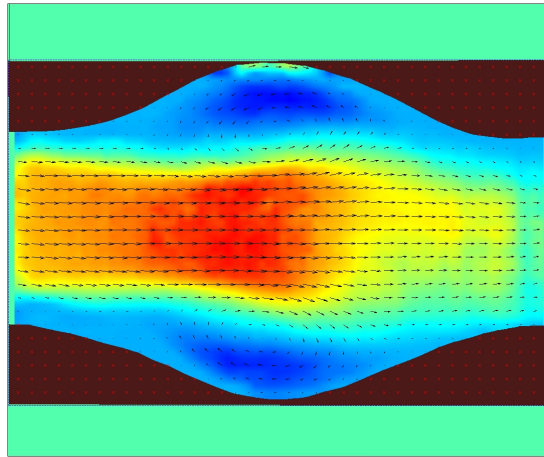


Figura 4.4: Campos de velocidad resultantes para la componente transversal u (m/s) obtenido mediante el PIV para la primera ondulación de $Re = 200$.

De acuerdo con la figura anterior podemos notar que existen recirculaciones de flujo en la parte de la ondulación del canal. Las recirculaciones tienen comportamientos muy similares con la diferencia de que la recirculación inferior gira en sentido de las manecillas del reloj, mientras que la superior gira en contra de las manecillas del reloj. En general podemos decir que el flujo para esta primera ondulación es un flujo de tipo estable ya que el flujo recirculante no intercambia flujo con el flujo de la corriente libre. La Figura 4.5 muestra las líneas de corriente para el flujo en la primera ondulación de $Re = 200$ con una separación promedio $h = 3$ cm.

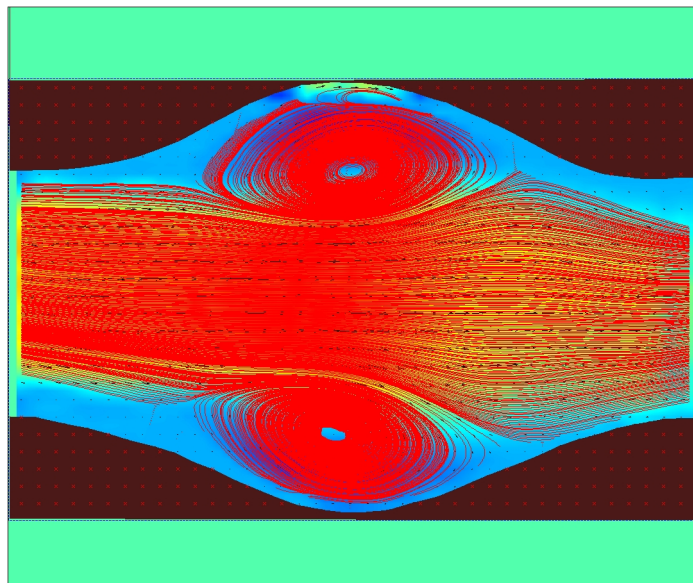


Figura 4.5: Líneas de corriente resultantes para visualizar el comportamiento hidrodinámico de los vórtices para la primera ondulación de $Re = 200$.

De acuerdo con los resultados obtenidos para $Re = 200$ el flujo permanece estable en casi todas las ondulaciones, ya que los vórtices que aparecen en cada una de las ondulaciones guardan cierta simetría y no se observa interacción entre las recirculaciones y el flujo principal. En la Figura 4.6 se pueden observar los campos de velocidad obtenidos para $Re = 200$ para cada una de las ondulaciones. Dichos campos de velocidad son para la componente de velocidad u .

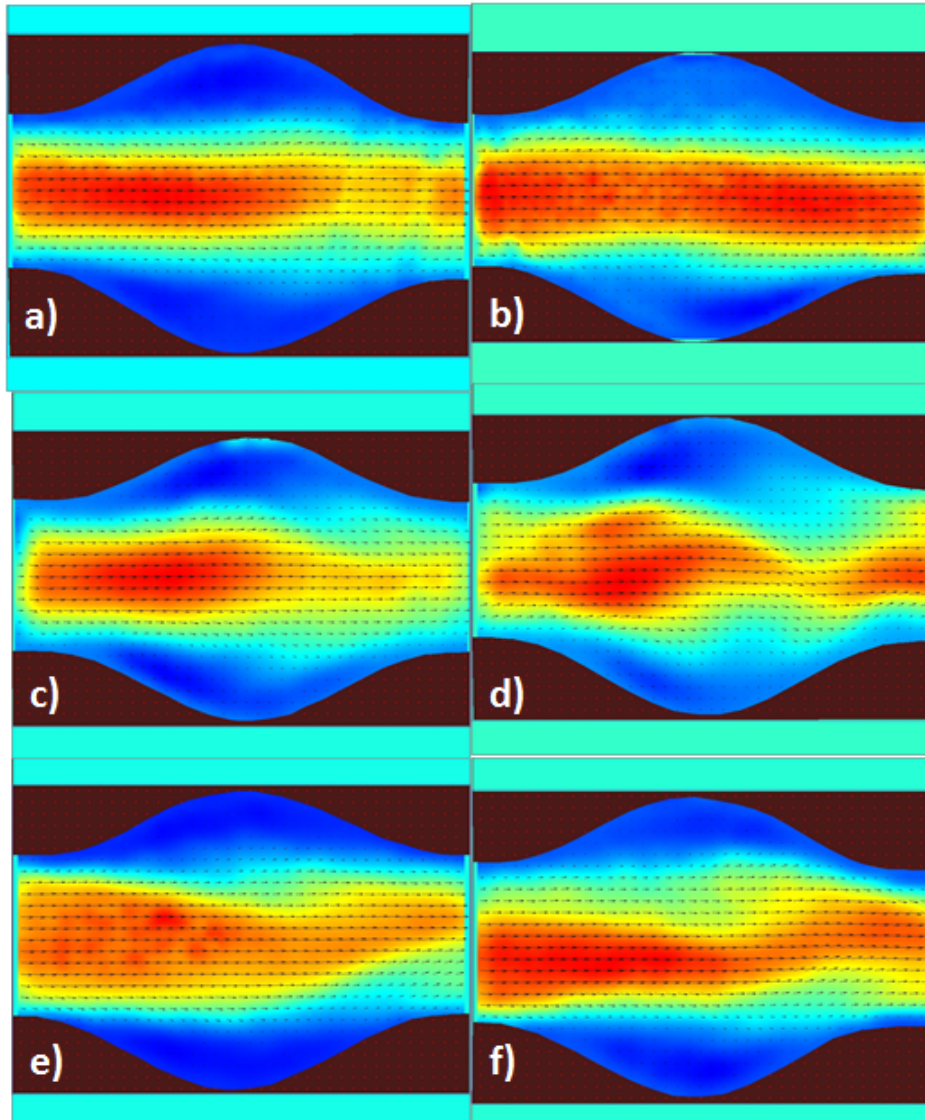


Figura 4.6: Campos de velocidad resultantes obtenidos mediante el PIV para cada ondulación de $Re = 200$; a) 3, b) 4, c) 5, d) 6, e) 7, f) 8

De cada una de las ondulaciones se obtuvieron los perfiles de velocidad en la entrada, parte media y salida de cada ondulación. Los resultados muestran que para la parte media de la ondulación en donde la cresta alcanza su máximo existe separación de capa límite, además de que se puede observar un flujo de velocidad en reversa, es decir un

flujo negativo. La Figura 4.7 muestra los perfiles de velocidad para la parte media de cada ondulación para el caso de $Re = 200$.

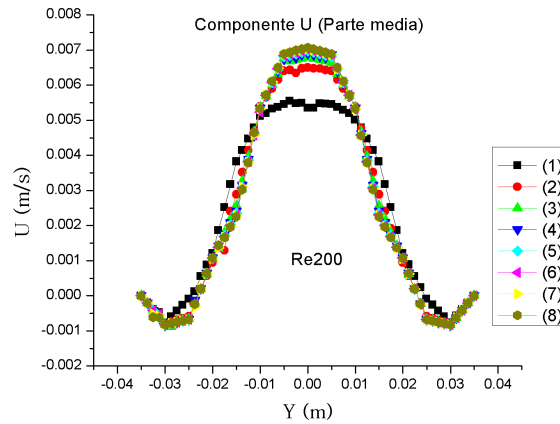


Figura 4.7: Perfiles de velocidad resultantes para la componente transversal u (m/s) en la parte media de cada ondulación para $Re = 200$.

De acuerdo con los perfiles obtenidos para la entrada y salida de las ondulaciones, se puede observar que existe un flujo estable ya que cuando el flujo entra a cada ondulación sufre un reacomodo el perfil de velocidad se observa completamente definido que es lo que se espera de acuerdo con la literatura. La Figura 4.8 muestra los perfiles de velocidad a la entrada y a la salida de cada ondulación para el caso de $Re = 200$.

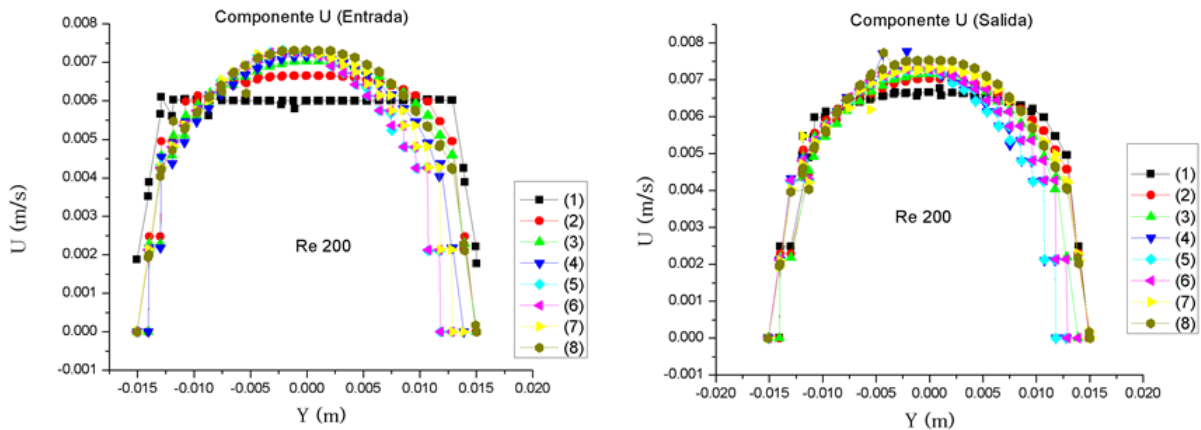


Figura 4.8: Perfiles de velocidad obtenidos mediante el PIV para la entrada de cada ondulación (izquierda) y salida (derecha) de cada ondulación de $Re=200$.

4.2.2. Inicio de la inestabilidad, $Re = 300$

En el rango de número de Reynolds estudiado los resultados muestran que para $Re \leq 200$ la dinámica del flujo es totalmente estable. Sin embargo, más allá de cierto valor crítico de número de Reynolds el flujo muestra otro comportamiento. En los resultados obtenidos por Mohammad et al. (2004), muestran que el valor del número de Reynolds crítico incrementa conforme incrementa la longitud de H_{min} .

Para el caso del número de $Re = 300$ podemos observar que ya existe interacción entre el núcleo del flujo principal y los vórtices que se desarrollaron en las ondulaciones. Lo anterior se muestra en la siguiente figura, en la que se puede observar que ya existe flujo asimétrico y que el mezclado entre la corriente principal y el flujo recirculante comienza a darse.

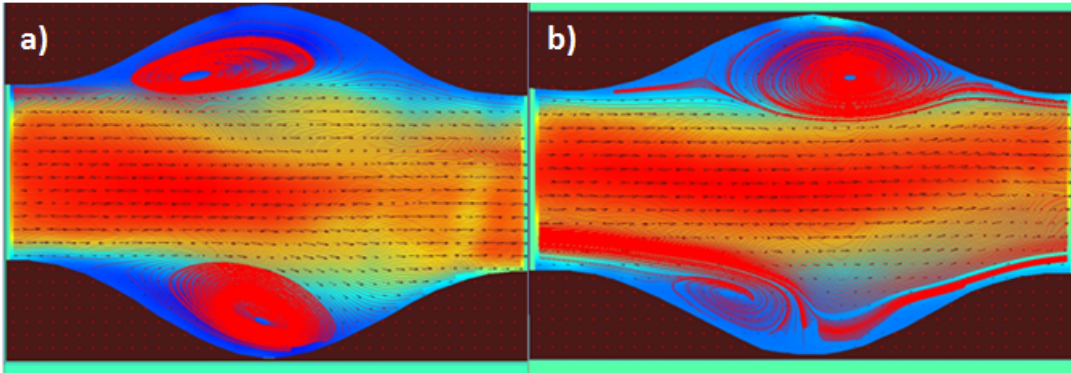


Figura 4.9: Líneas de corriente resultantes obtenidas mediante el PIV para una separación promedio entre placas $h = 3$ cm para $Re = 300$. a) Primera ondulación; b) Segunda ondulación.

Para cada uno de los casos fueron calculados los perfiles de velocidad en cada una de las ondulaciones con el objetivo de poder visualizar el incremento en la velocidad del flujo conforme se incrementa el número de Reynolds, además de que el flujo negativo aparece siempre en la parte media de cada ondulación, Figura 4.10.

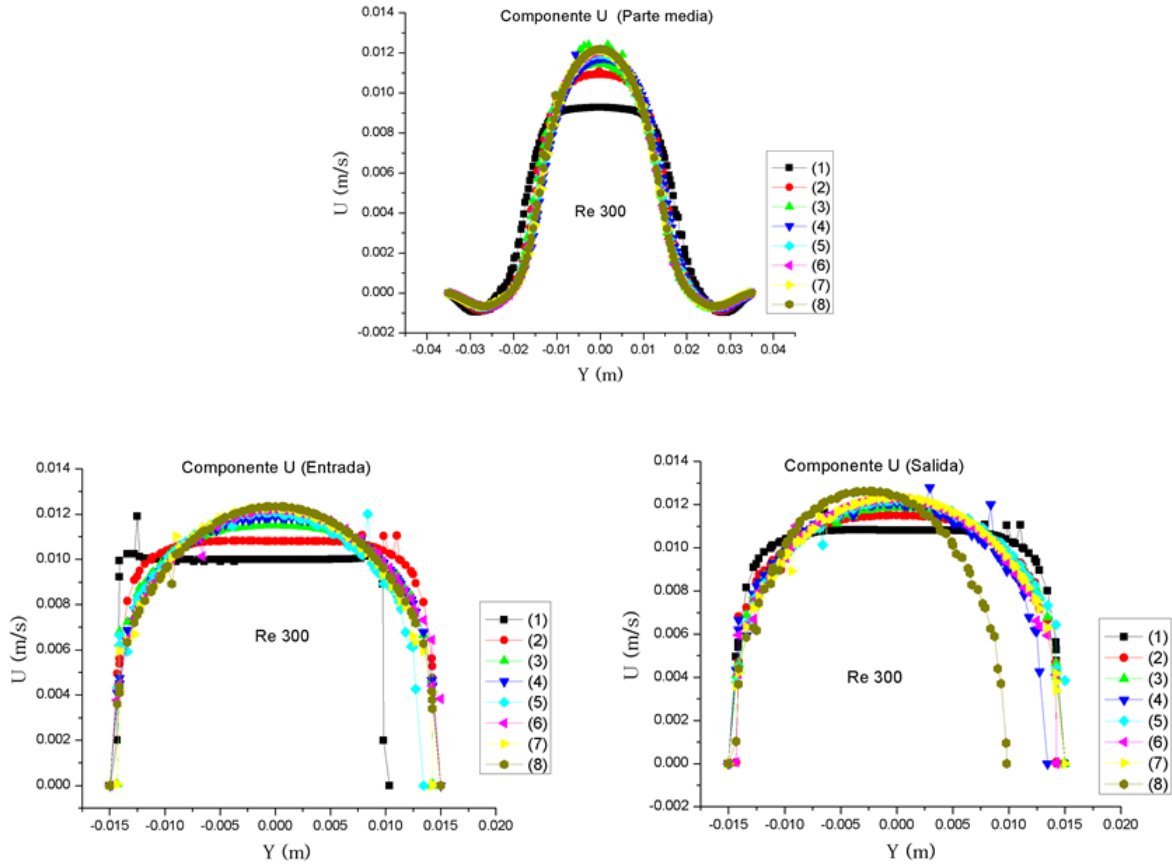


Figura 4.10: Perfiles de velocidad resultantes en cada ondulación: Parte media (superior); Entrada (izquierda); Salida (derecha) para $Re = 300$.

4.2.3. Mezclado significativo, $Re = 400$

Para los experimentos realizados a partir de los números de Reynolds más grandes empleados durante esta investigación, se observaron comportamientos en el flujo similares a los obtenidos anteriormente, aunque se presentan las regiones de flujo estable e inestable, también se presenta la región de mezclado significativo.

Los vórtices generados para estos números de Reynolds se hacen más grandes, además de que se observa un comportamiento más acelerado a las inestabilidades. En la Figura 4.11 se puede observar las líneas de corriente para la tercera ondulación en los números de $Re = 500$ y $Re = 600$.

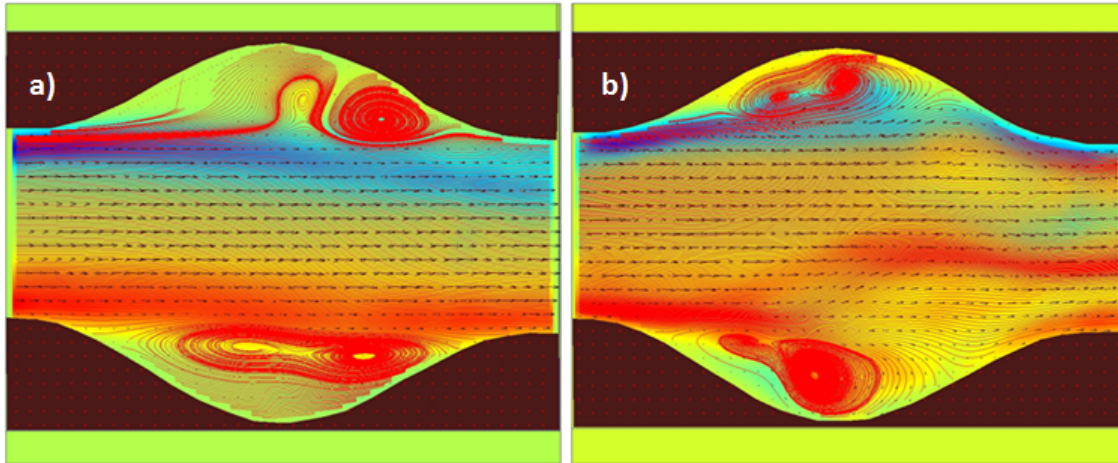


Figura 4.11: Líneas de corriente resultantes para una separación promedio de $h = 3$ cm para a) $Re = 500$ y b) $Re = 600$.

El flujo en los canales muestra un efecto muy diferente para las primeras tres ondulaciones, mientras que es más sensible para las últimas 5 ondulaciones, en donde la sensibilidad es debida al número de Reynolds. Lo anterior se debe al hecho de que la inestabilidad es más grande conforme el número de Reynolds aumenta, por lo que en las primeras tres ondulaciones el mezclado significativo casi no se presenta. En la Figura 4.12 se muestran los perfiles de velocidad en la parte media del canal para los números de Reynolds de 400, 500, 600.

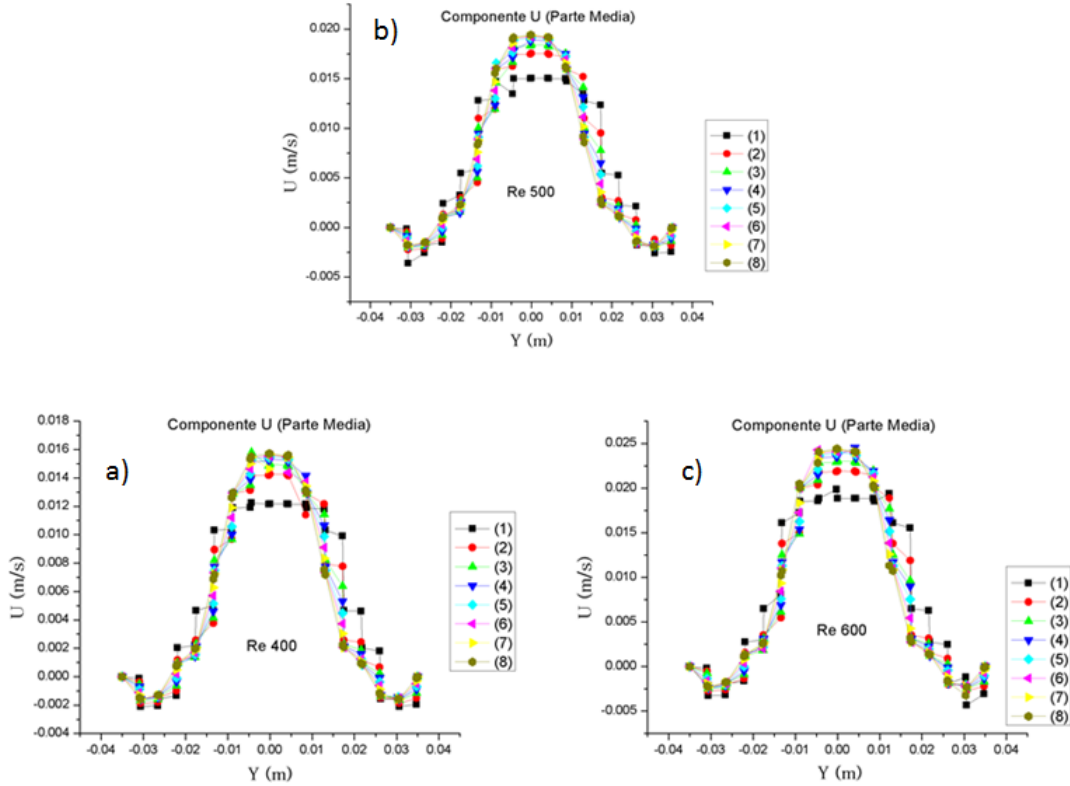


Figura 4.12: Perfiles de velocidad resultantes en cada ondulación en la parte media para a) Re = 400, b) Re = 500 y c) Re = 600.

4.3. Campos de vorticidad resultantes

Además de obtener mediante el PIV los campos de velocidad para los componentes u y v , se muestran los campos de vorticidad resultantes de cada experimento, en los cuales se indica los niveles de vorticidad para cada número de Reynolds. El programa posee la capacidad de obtener los campos de vorticidad a partir de los campos de velocidad obtenidos. La vorticidad obtenida es en dirección perpendicular al plano (eje Z), en donde de acuerdo a los campos de velocidad obtenidos la ecuación de vorticidad es

$$\omega = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \quad (4.1)$$

La ecuación anterior, describe la vorticidad resultante a partir de los gradientes de velocidad. En la Figura 4.13 se pueden observar los campos de vorticidad obtenidos para la primera ondulación de cada número de Reynolds. En la Figura anterior se puede observar que conforme el número de Reynolds aumenta la vorticidad aumenta, debido a que las recirculaciones, para número de Reynolds más altos se hacen más grandes y el flujo en reversa se incrementa. A partir del número de $Re = 300$, en donde comienzan a presentarse las inestabilidades en el flujo, se puede observar en la figura anterior que las tasas de vorticidad más altas se presentan para $Re = 600$, que es el valor más grande del intervalo en las pruebas experimentales. En la figura 4.13 se puede observar que las zonas de color rojo y amarillo, son las zonas de mayor vorticidad en el canal.

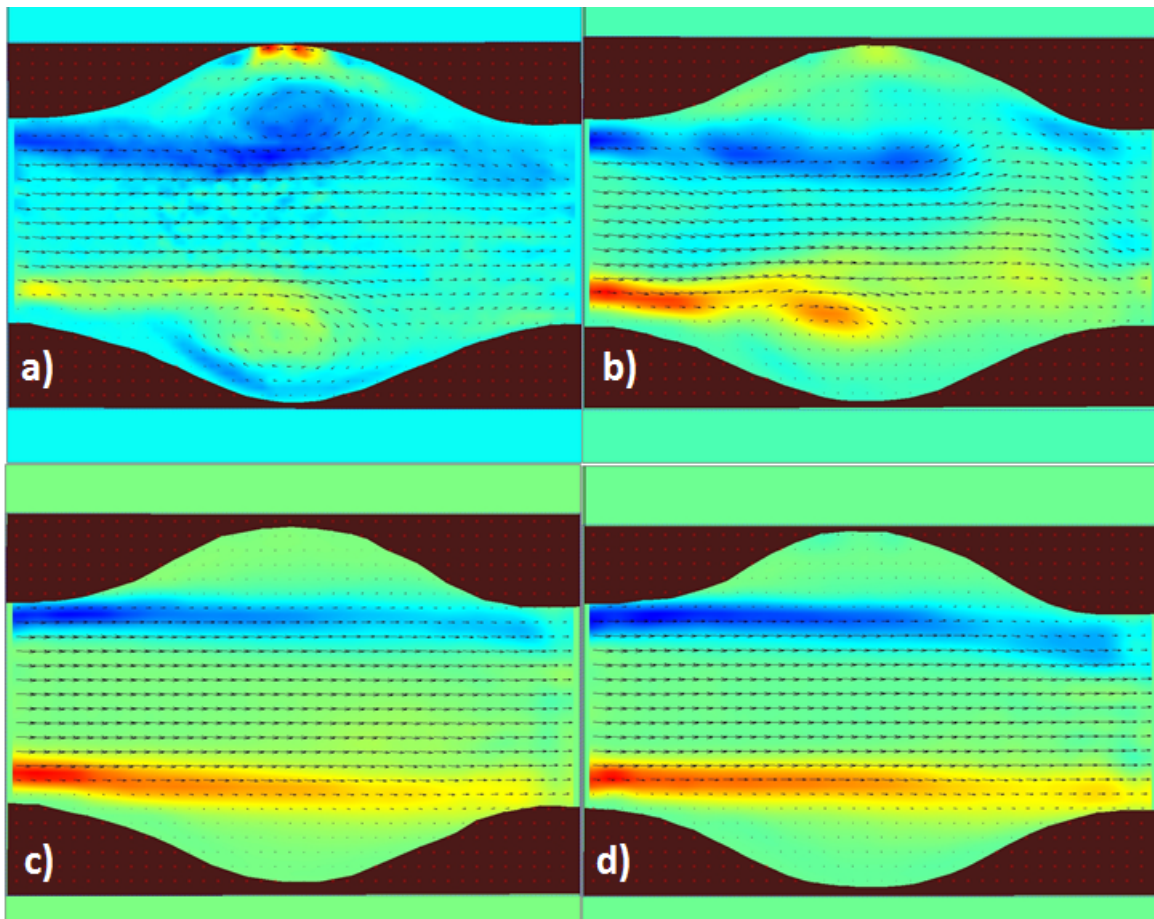


Figura 4.13: Campos de vorticidad resultantes obtenidos con el software PIVlab para la primera ondulación para el intervalo $200 < Re < 600$.

De los campos de vorticidad resultantes, se obtuvieron los perfiles de vorticidad para la parte media de cada ondulación con el objetivo de mostrar el cambio que sufre la vorticidad conforme el flujo va avanzando desde la primera ondulación hasta el final del conducto. Se muestra el perfil de vorticidad en esta zona ya que el flujo a la entrada y salida de cada ondulación. En la Figura 4.14 y la Figura 4.15 se muestran los perfiles de vorticidad para cada ondulación dentro del intervalo de Reynolds $200 < Re < 600$. En las siguientes figuras se puede observar que el perfil de vorticidad tiene los valores mas altos en la cresta de la ondulación, en donde la amplitud de la función senoidal es máxima. Se observa cierta simetría en los perfiles sin embargo, cuando el número de Reynolds incrementa la inestabilidad en el flujo hace que las recirculaciones interfieran con el flujo de la corriente principal perdiendo simetría en el perfil de vorticidad.

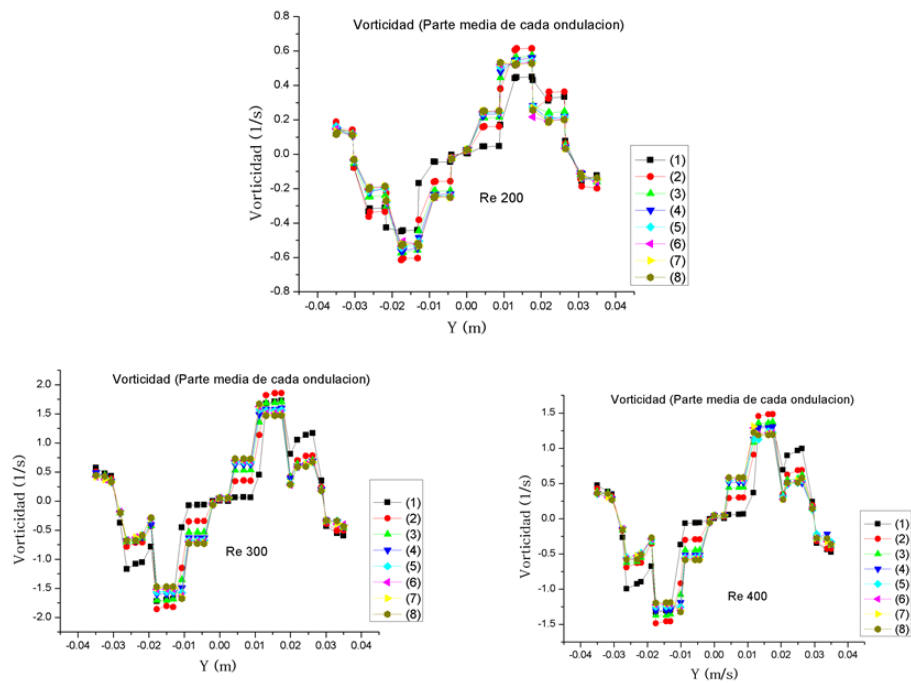


Figura 4.14: Perfiles de vorticidad obtenidos de manera manual para; $Re = 200$, $Re = 300$, $Re = 400$.

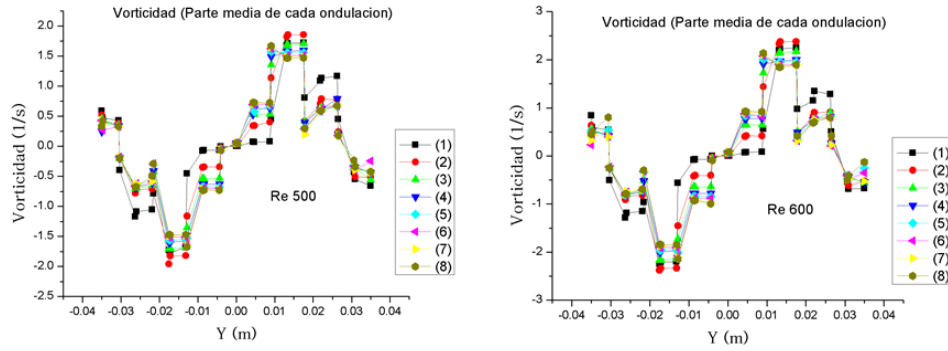


Figura 4.15: Perfiles de vorticidad obtenidos de manera manual para; $Re = 500$, $Re = 600$.

4.4. Caída de presión

De acuerdo con la definición sobre la pérdida de presión en un conducto hecha por Potter (2010), la caída de presión es la diferencia de presión entre la entrada y la salida del conducto. A partir de los campos de velocidad obtenidos mediante el PIV, el cálculo de la pérdida de carga a través del conducto se calcula usando la ecuación de Bernoulli la cual es

$$P_1 + \rho \frac{V_1^2}{2} + \rho gh_1 = P_2 + \rho \frac{V_2^2}{2} + \rho gh_2 \quad (4.2)$$

Si empleamos la ecuación anterior nos podemos dar cuenta que en nuestro conducto, las diferencias de altura son despreciables por lo que la ecuación anterior al conocer los campos de velocidad para nuestro análisis queda de la siguiente manera

$$P_2 - P_1 = \rho \left(\frac{V_1^2}{2} - \frac{V_2^2}{2} \right) \quad (4.3)$$

Para realizar el análisis mediante la ecuación de Bernoulli, dividimos la ondulación en dos partes como se pueden observar, en la Figura 4.16. De acuerdo al diagrama mostrado en la figura anterior, sabemos que si se conocen los perfiles de velocidad en las zonas denotadas por los puntos 1 y 2 de la ondulación, el análisis a través de la ecuación de Bernoulli debe mostrar un incremento en la presión del punto 1 al punto 2. Al contrario, cuando el análisis va del punto 2 al punto 1 como se muestra en la figura anterior existirá un decremento en la presión.

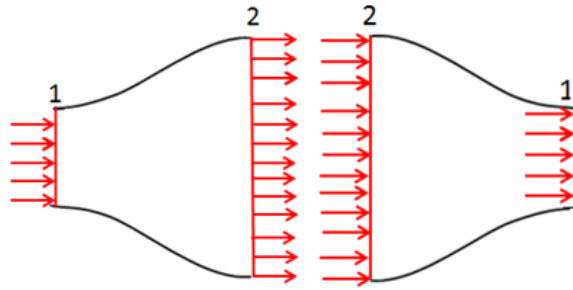


Figura 4.16: Esquema general de la ondulación para aplicar la ecuación de Bernoulli mediante los perfiles de velocidad obtenidos con el PIV.

En la Figura 4.17, se puede observar la caída de presión para un $Re = 200$, en donde se puede observar que la presión se incrementa al ir de la entrada de la ondulación hacia la parte media y decae al ir de la parte media hacia la salida de la ondulación. La presión presenta un decaimiento global conforme el flujo pasa por cada una de las ondulaciones hasta el final del conducto.

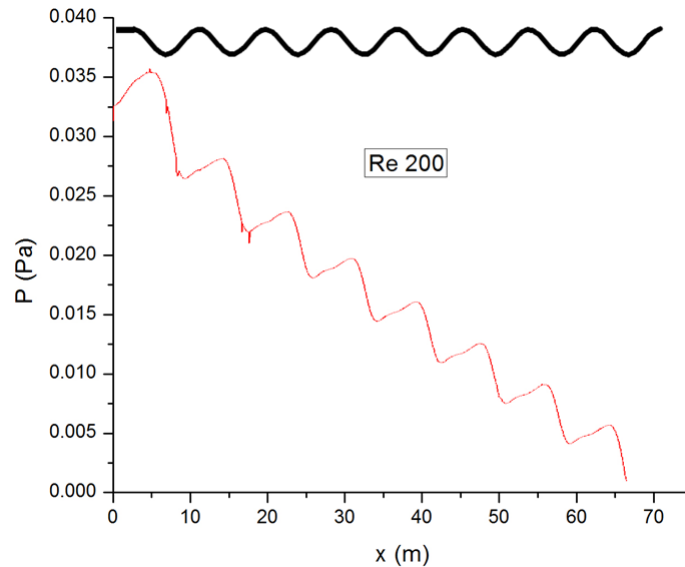


Figura 4.17: Caída de presión resultante para el flujo pasando a través del conducto para $Re = 200$ con una separación promedio $h = 3$ cm entre placas.

En la Figura 4.18 se muestran los resultados para los demás números de Reynolds en donde se puede observar que la caída de presión es proporcional al incremento en el número de Reynolds por lo que para un $Re = 600$, se tiene la mayor caída de presión

para este estudio.

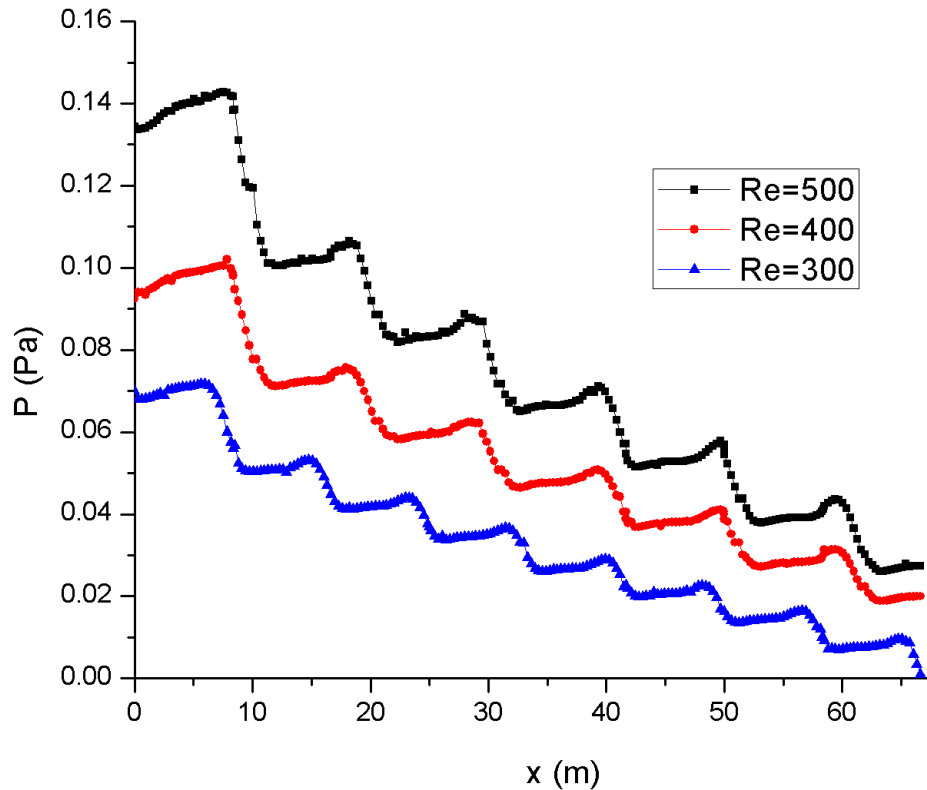


Figura 4.18: Caída de presión resultante en el conducto para los números de Reynolds: $\text{Re} = 300$, $\text{Re} = 400$ y $\text{Re} = 500$.

4.5. Coeficiente de fricción

Para nuestra investigación, de acuerdo con la definición del factor de fricción del Capítulo 3, empleamos la siguiente ecuación.

$$C_f = 2 \frac{\tau}{\rho U_{inf}^2} \quad (4.4)$$

Para el cálculo del factor de fricción se realizó el cálculo del esfuerzo de corte a través de la magnitud de los gradientes de velocidad. Lo anterior se hizo debido a que como es un flujo bidimensional la componente de la velocidad v , tiene un mínimo efecto sobre el esfuerzo cortante en la pared del canal ondulado.

$$\tau = \sqrt{\left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)^2} \quad (4.5)$$

De acuerdo con el estudio realizado por Wang C.C. et al. (2002), en donde calcula el factor de fricción para un canal ondulado, el factor de fricción oscila a través del canal además de que en la parte en donde la cresta alcanza su máximo el factor de fricción es negativo debido al flujo en reversa que existe en esa zona, como se puede ver en la Figura 4.19.

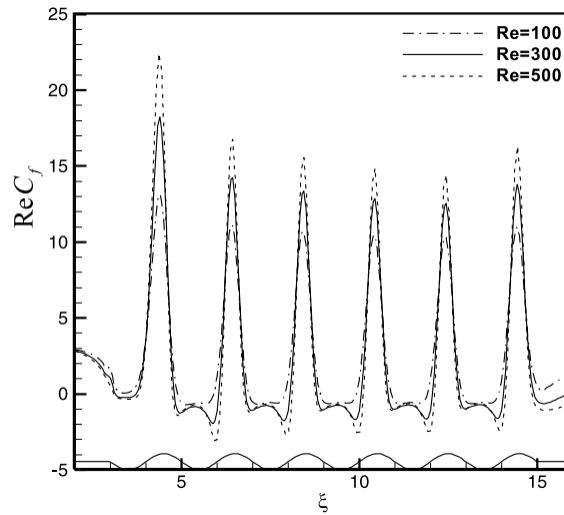


Figura 4.19: Coeficiente de fricción obtenido numéricamente para un canal ondulado por Wang C.C. et al. (2002).

La variación del coeficiente de fricción calculado para $Re = 200$ se muestra en la Figura 4.20, en donde se puede observar que a través del conducto el coeficiente de fricción decae a través del conducto. El factor de fricción obtenido es comparable a los resultados obtenidos por Wang C.C. et al. (2002), en donde se muestra que en la parte máxima de la ondulación existen los gradientes de velocidad más bajos, debido al flujo en reversa además de la separación de capa límite que existe en esa zona. Se puede notar que en las regiones de menor gradiente de velocidad el flujo en reversa ocasiona la oscilación resultante en el coeficiente de fricción, además de que tanto en la entrada como en la salida de cada ondulación el coeficiente de fricción se incrementa. En la Figura 4.20 se puede observar la gráfica del coeficiente de fricción resultante para los demás números de Reynolds.

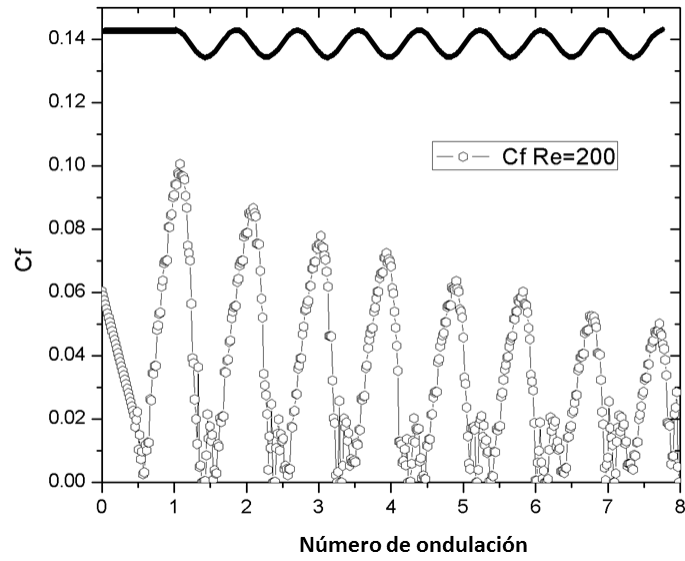


Figura 4.20: Coeficiente de fricción resultante a través del conducto ondulado para un $Re = 200$.

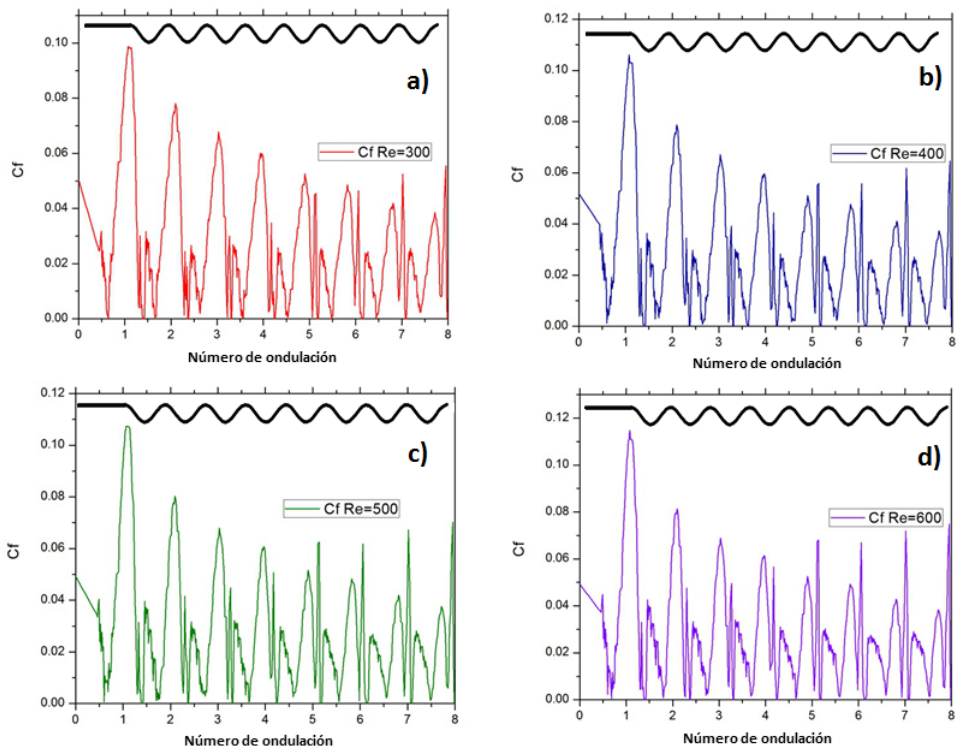


Figura 4.21: Coeficiente de fricción obtenido a través del esfuerzo cortante en la pared del conducto para cada número de Reynolds; a) $Re = 300$, b) $Re = 400$, c) $Re = 500$, d) $Re = 600$.

4.6. Resultados de transferencia de calor

Con los resultados del coeficiente de fricción obtenidos anteriormente, se realizó el cálculo de los números de Nusselt local para cada número de Reynolds de esta investigación. Para realizar dicho cálculo se empleó la analogía de transferencia de calor-momento de Colburn 3.5, la cual es

$$S_t = \frac{C_f}{2Pr^{\frac{2}{3}}} \quad (4.6)$$

En donde para el cálculo de las propiedades del fluido en este caso agua, se asumió una condición de temperatura constante en la pared de $80^\circ C$ y una temperatura media del agua de $23^\circ C$. Las propiedades como la densidad, viscosidad y el número de Prandtl se calcularon con la temperatura promedio del fluido dada por la siguiente ecuación.

$$\bar{T} = \frac{T_s + T_m}{2} \quad (4.7)$$

La condición de temperatura constante se eligió debido a que de acuerdo con Lin, H.T. et al. (1994), las analogías de transferencia de calor tiene una mejor aproximación bajo esta condición. Con los resultados del coeficiente de fricción se aplicó la analogía de Colburn para un número de $Pr = 3.33$. Como sabemos el número de Stanton está relacionado con el número de Nusselt a través de la siguiente ecuación

$$S_t = \frac{Nu}{RePr} \quad (4.8)$$

Los resultados obtenidos para $Re = 200$, se pueden observar en la Figura 4.22. Las gráficas que se obtuvieron para los números de Nusselt local son de igual comportamiento que los obtenidos para el coeficiente de fricción, debido a que como se puede ver, en la analogía de Colburn existe una relación directamente proporcional entre el coeficiente de fricción y el número de Nusselt.

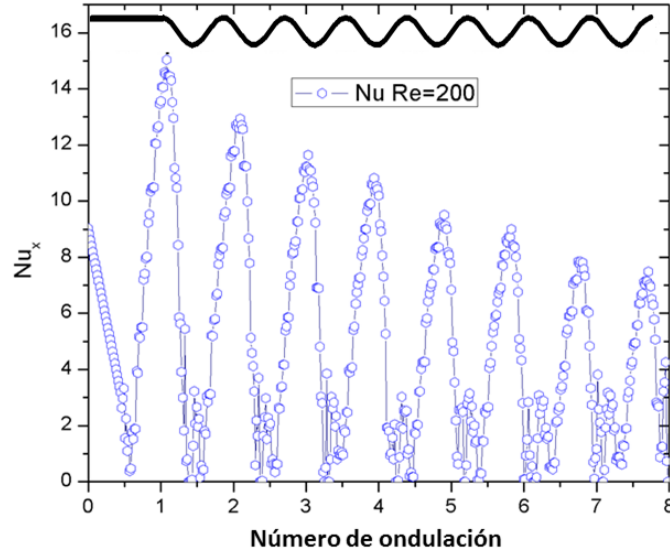


Figura 4.22: Número de Nusselt local resultante obtenido mediante la analogía de Colburn (1933) para $Re = 200$ para una separación promedio $h = 3$ cm.

Los resultados del número de Nusselt local obtenidos numéricamente por Wang C.C. et al. (2002), fueron calculados para tres razones de aspecto distintas en los que se puede observar que el número de Nusselt es sensible a esta variación y se incrementa conforme la relación de aspecto es mayor. En la Figura 4.23 se pueden observar los números de Nusselt para dos conductos ondulados y una placa plana.

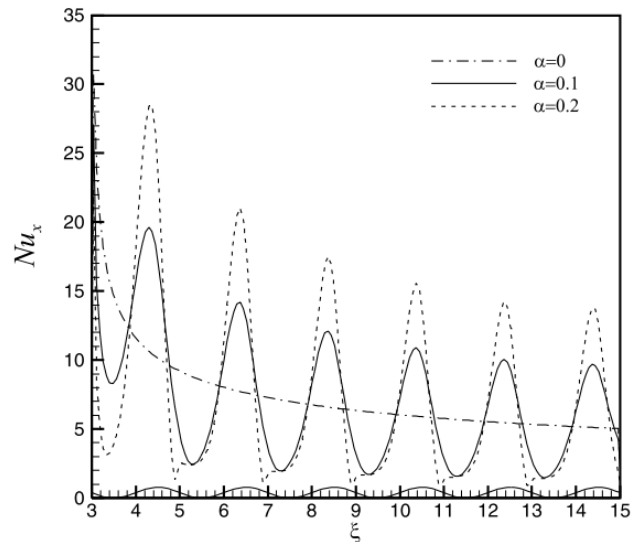


Figura 4.23: Números de Nusselt locales calculados numéricamente por Wang C.C. et al (2002).

Comparando los resultados que se obtuvieron en esta investigación con los mostrados en la figura anterior, podemos observar que son muy similares teniendo como característica principal que el número de Nusselt local alcanza valores máximos en la entrada y salida de cada ondulación, esto se debe a que de acuerdo con los gradientes de velocidad obtenidos, en las sección convergente de cada ondulación la velocidad es más grande que en la parte media de la ondulación por lo tanto los gradientes de velocidad en esa zona son más grandes, lo que incrementa la tasa de transferencia de calor.

En las Figura 4.24 y la Figura 4.25 se muestran los números de Nusselt locales para cada número de Reynolds. Las gráficas muestra el número de Nusselt respecto a cada ondulación del conducto que para esta investigación son 8.

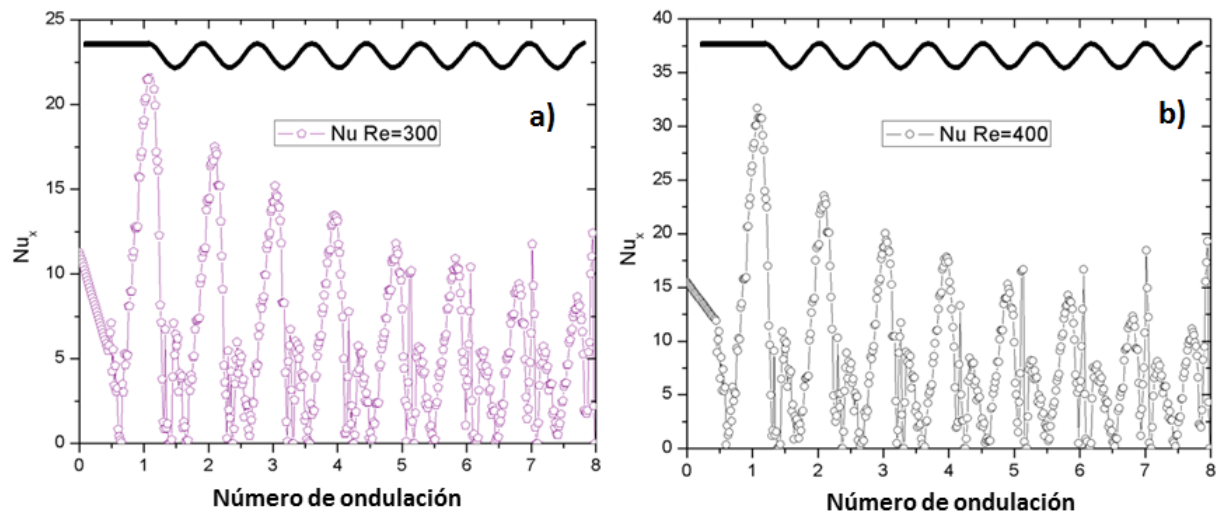


Figura 4.24: Números de Nusselt locales resultantes obtenidos aplicando la analogía de Colburn (1933) para; a) $Re = 300$, b) $Re = 400$.

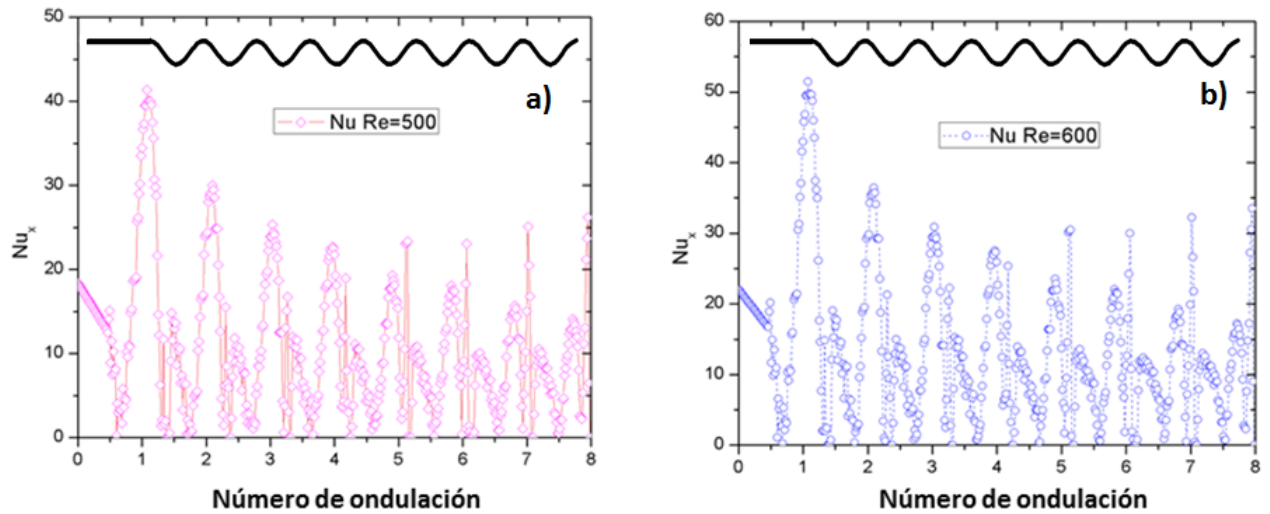


Figura 4.25: Números de Nusselt locales resultantes obtenidos aplicando la analogía de Colburn (1933) para; a) $Re = 500$, b) $Re = 600$.

De las Figuras 4.24 y 4.25 se puede observar que los gradientes de velocidad pequeños disminuyen la transferencia de calor y por consecuencia el número de Nusselt. De acuerdo con la bibliografía (Incropera, 2007), en donde se realiza el análisis para flujo interno y flujo externo, con los resultados obtenidos en esta investigación para flujo interno en un conducto ondulado, se puede ver que el incremento de las tasas de transferencia de calor es notable en comparación al flujo sobre una placa plana, así como el flujo dentro de un conducto circular.

Conclusiones

En este trabajo de tesis se estudió el comportamiento hidrodinámico y térmico de un conducto formado por dos placas onduladas cuyo ángulo de desfasamiento entre ellas es de 180° . Durante el estudio los parámetros geométricos como la distancia entre placas, longitud de onda y ángulo de desfase entre las placas no variaron durante las pruebas experimentales. Las placas utilizadas en esta investigación siguen la forma de una función senoidal.

De acuerdo con los antecedentes de esta investigación sabemos que las inestabilidades que se producen en el flujo al pasar por las placas onduladas pueden relacionarse con el desempeño térmico del canal ondulado. De acuerdo a la clasificación del flujo presente en el conducto se ha visto que el flujo experimenta regiones de flujo estable, inestable y de mezclado significativo para diversos números de Reynolds.

Mediante el análisis hidrodinámico se obtuvieron los campos de velocidad y de vorticidad a través de la técnica de visualización de flujo no intrusiva conocida como PIV (Particle Image Velocimetry).

Se pudo observar que cuando el flujo pasa a través de cada ondulación se forman vórtices simétricos en las ondulaciones del canal para ciertos números de Reynolds. Para números de Reynolds más altos como 400, 500 y 600 los vórtices son asimétricos dando lugar al flujo inestable, puesto que para esos números de Reynolds el flujo sufre una transición.

El comportamiento del flujo fue cuantificado mediante la técnica descrita anteriormente, con el objetivo de utilizar los perfiles de velocidad obtenidos para la obtención de la caída de presión dentro del intervalo del número de Reynolds empleado en esta investigación que fue de $200 < Re < 600$. Se pudo observar que los vórtices se incrementan cuando el número de Reynolds va creciendo, por lo que para los números de Reynolds más altos en este trabajo la vorticidad es más grande.

En los resultados de caída de presión obtenidos se puede ver que la presión decae conforme el flujo va pasando a través de las ondulaciones hasta llegar al final del conducto. Los resultados de la caída de presión muestran sensibilidad al número de Reynolds, ya que cuando este parámetro se incrementan las caídas de presión son más altas.

El coeficiente de fricción que se presenta fue obtenido mediante la obtención de los gradientes de velocidad en las paredes del conducto. Mediante el empleo de las ecuaciones de las analogías de transferencia de calor-momento se obtuvieron resultados de transferencia de calor, a través del empleo de la analogía de Colburn. Los resultados obtenidos del número de Nusselt local fueron comparados con el estudio numérico de otra fuente, con el objetivo de dar confiabilidad a la investigación.

El comportamiento del coeficiente de fricción así como del número de Nusselt local es de tipo oscilatorio, debido a que cuando el flujo entra en cada ondulación alcanza un valor máximo decayendo en la parte máxima de la cresta y volviendo a subir a la salida de la ondulación. Lo anterior es debido a que en la parte de las crestas los gradientes de velocidad son los más bajos y por lo tanto la transferencia de calor es más baja en esas zonas.

Como trabajo futuro para esta investigación, se recomienda realizar experimentos empleando el PIV para números de Reynolds más altos a partir de $Re=2000$, para poder cuantificar el comportamiento del flujo turbulento a través de canales ondulados. Además de analizar canales ondulados es recomendable realizar el mismo estudio experimental para otras configuraciones, como ejemplo: Canales triangulares y canales semicirculares los cuales en base a la literatura consultada se ha visto que tienen buenos rendimientos térmicos en comparación con el flujo entre dos placas o el flujo en un conducto circular.

Bibliografía

- [1] WAHEED S. MOHAMAD, DR. SATTAR, J. HABEEB AND ANMAR M. BASHEER, *Numerical Study of Forced Convection in Wavy and Diverged-Converged Ducts*, Eng. and Tech. Journal 27 (2009) 7.
- [2] S.D.HWANG, I.H.JANG AND H.H. CHO. *Experimental Study on Flow and Local Heat/Mass Transfer Characteristics Inside Corrugated Duct*, International Journal of Heat and Fluid Flow 27 (2006) 21-32.
- [3] H.BLOMERIUS AND N.K.MITRA, *Numerical Investigation of Convective Heat Transfer and Pressure Drop in Wavy Duct*, Numerical Heat Transfer 37 (2007) 37-54.
- [4] RAJ M.MANGLIK, JIEHAI ZHANG AND ARUN MULEG, *Low Reynolds Number Forced Convection in Three-Dimensional Wavy Plate Fin Compact Channels Fin Density Effects*, International Journal of Heat Transfer 48 2005 1439-1449.
- [5] GOLDSTEIN L. AND SPARROW EM. *Heat/Mass Transfer Characteristics for Flow in a Corrugated Wall Channel*, Transaction of the ASME, Journal of Heat Transfer 95 (1997) 37-54.
- [6] SPARROW EM AND COMB JW. *Effect of Interwall Spacing and Fluid Flow Inlet Conditions on a Corrugated Wall Heat Exchanger*, International Journal of Heat and Mass Transfer 26 (1983) 993-1005.
- [7] HAITHAM M.S.BAHAIDARAH, N.K.AN AND H.C.CHEN. *Numerical Study of Heat and Momentum Transfer in Channels with Wavy walls*, Numerical Heat Transfer 47 (2005) 417-439.
- [8] WANG, C. C., JANG, J. Y., CHIOU, N. F. *Heat Transfer and Friction Correlation for Wavy Fin-and-Tube Heat Exchangers*, International Journal of Heat and Mass Transfer 42 (1999) 1919-1924.
- [9] ZANG, M., DHAL, S. D. *A Computational Study of Heat Transfer and Friction Characteristics of a Smooth Wavy Fin Heat Exchanger* , Termo King Corporation/Ingersoll-Rand (2000).
- [10] WANG C. C., CHEN C. K. *Forced Convection in a Wavy Wall Channel*, International Journal of Heat and Mass Transfer 45 (2002) 2587-2595.

- [11] STONE K., VANKA S. P. *Numerical Study of Developing Flow and Heat Transfer in a Wavy Passage*, Journal of Fluids Engineering 121 (1999) 713-719.
- [12] ASAKO Y., FAGHRI M. *Finite Volume Solutions for Laminar Flow and Heat transfer in a Corrugated Duct*, J. Heat Transfer 109 (1987) 627-634.
- [13] NICENO B., NOBILE E. *Numerical Analysis of Fluid Flow and Heat Transfer in Periodic Wavy Channels*, International Journal of Heat and Fluid Flow 22 (2001) 156-167.
- [14] RUSH, T. A., NEWELL, T. A., JACOBI, A. M. *An Experimental Study of Flow and Heat Transfer in Sinusoidal Wavy Passages*, International Journal of Heat and Mass Transfer 42 (1999) 1541-1553.
- [15] XIE, G. N., WANG, Q. W., ZENG, M., AND LUO, L. Q. *Numerical Investigation of Heat Transfer and Fluid Flow Characteristics inside a Wavy Channel*, Heat and Mass Transfer 43 (2007) 603-611.
- [16] OVIEDO TOLENTINO F., ROMERO MÉNDEZ R., HÉRNANDEZ GUERRERO ABEL, GIRÓN PALOMARES B. *Use of Diverging or Converging Arrangement of Plates for The Control of Chaotic Mixing in Symmetric Sinusoidal Plate Channels*, Experimental Thermal and Fluid Science 33 (2007) 208-214.
- [17] RUSS, G., AND BEER, H. *Heat Transfer and Flow Fluid in a Pipe with Sinusoidal Wavy Surface—II Experimental Investigation*, Int. J. Heat Mass Transfer 40 (1997) 1071-1081.
- [18] OVIEDO TOLENTINO F., ROMERO MÉNDEZ R., HERNANDEZ ABEL, GIRON PALOMARES B. *Experimental Study of Fluid Flow in the Entrance of a Sinusoidal Channel*, International Journal of Heat and Fluid Flow 29 (2008) 1233-1239.
- [19] NOCA F., SHIELDS D., JEON D. *A Comparison of Method for Evaluating Time-Dependent Fluid Dynamics Forces on Bodies, Using Only Velocities Fields and Their Derivates*, Journal of Fluids Structures 13 (1999) 551-578.
- [20] GURKAR R., LIBERZON A., HEFETZ D., RUBISTEIN D., SHAVIT U. *Computation of Pressure Distribution Using PIV Velocity Data*, Proc. 3rd Intl. Workshop on PIV (1999) 16-18.
- [21] FUSIJAWA N., TANAHASHI S., SRINIVAS K. *Evaluation of Pressure Fluid and Fluid Forces on a Circular With and Without Rotacional Oscillation Using Velocity Data From PIV Measurements*, Meas. Sci. Tech. 16 (2005) 989-996.
- [22] KURTULUS D. F., SCARANO F., DAVID L. *Unsteady Aerodynamics Forces Estimation on a Square Cylinder by TR-PIV*, Experiments in Fluids 42 (2007) 185-1896.

- [23] IMAICHI K., OMHI K. *Numerical Processing of Fluid Visualization Pictures-Measurements of Two Dimensional Vortex Flow*, Journal of Fluid Mechanics 129 (1983) 283-311.
- [24] LIU X., KATZ J. *Instantaneous Pressure and Material Acceleration Measurements Using Four-Exposure PIV System*, Experiments in Fluids 41 (2006) 227-240.
- [25] T. NISHIMURA, Y. OHORI, AND Y. KAWAMURA, *Flow Characteristics in a Channel with Symmetric Wavy Wall for Steady Flow*, J. Chem. Eng. Jpn 17 (1984) 446-471.
- [26] G. WANG AND S. P. VANKA, *Convective Heat Transfer in Wavy Passage*, International Journal of Heat and Mass Transfer 38 (1995) 3219-3230.
- [27] M. M. ALI AND S. RAMADHYANI, *Experiments on Convective Heat Transfer in Corrugated Channels*, Exp. Heat Transfer 5 (1992) 175-193.
- [28] C.E. KALB, J.D. SEADER, *Heat and mass-transfer phenomena for viscous flow in curved circular tubes*, International Journal of Heat and Mass Transfer 15 (1972) 801-817.
- [29] H. AREF, *Stirring by chaotic advection*, Journal of Fluid Mechanics 143 (1984) 1-21.
- [30] MOHAMMAD ZAKIR HOSSAIN AND A.K. M. SADRUL ISLAM, *Numerical Investigation of Unsteady Flow and Heat Transfer in Wavy Channels*, 15 Th Australasian Fluid Mechanics Conference (2004) 13-17.
- [31] RAFFEL, C. WILLERT, AND J. KOMPEHAMS, *PIV: A Practical Guide* Springer First Edition (2002).
- [32] R. J ADRIAN. TWENTY YEARS OF PARTICLE IMAGE VELOCIMETRY, *Twelve International Simposium of Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisbon (2004).
- [33] LEE, B. S., KANG, I. S., LIM, H. C. *Chaotic Mixing and Mass Transfer Enhancement by Pulsatile Laminar Flow in an Axisymmetric Wavy Channel*, International Journal of Heat and Mass Transfer 42 (1999) 2571-2581.
- [34] KIM, S. K. *An Experimental Study of FLOW in a Wavy Channel by PIV*, The 6th Asian Symposium of Visualization (2001).
- [35] MERLE C. POTTER, *Mechanics of Fluids* Fourth Edition (2010).
- [36] WELTY J. *Fundamentals of Momentum, Heat and Mass Transfer* Fifth Edition (2007).
- [37] MANNING, F., THOMPSON., RICHARD E. *Oilfield Processing of Petroleum, Natural Gas* PenWell Books 420 (1991).

- [38] S.E.U. *Analogy Between Heat and Momentum Transfer*, Chemical Engineering and Processing (1998) 103-107.
- [39] REYNOLDS, S. O. *On The Extent and Action of Heating Surface of Steam Boilers*, Chemical Engineering and Processing (1874) 7-12.
- [40] COLBURN, A.P. *A Method of Correlating Forced Convection Heat-Transfer Data and Comparison With Fluid Friction*, International Journal of Heat and Mass Transfer (1933) 705-710.
- [41] LIN, H.T. *The Analogy Between Fluid Friction and Heat Transfer of Laminar Forced Convection on a Flat Plate*, *Warme-und Stoffubertragung* 29 (1994) 181-184.
- [42] INCROPERA, F., DEWITT, D., BERGMAN, TH. *Introduction of Heat Transfer* Sixth Edition (2007).
- [43] YIDAN SONG, MASOUD ASADI, GONGNAN XIE, L.A.O. ROCHA, *Constructual Wavy-Fins Channels of a Compact Heat Exchanger with Heat Transfer Maximization and Pressure Losses Minimization*, Applied Thermal Engineering (2014) 1-9.
- [44] WANG C.C., CHEN C.K, *Forced Convection In a Wavy-Wall Channel*, International Journal of Heat and Mass Transfer (2002) 2587-2595
- [45] UNAL AKDAG, SELMA AKCAY, DOGAN DEMIRAL, *Heat Transfer Enhancement With Laminar Pulsating Nanofluid Flow in a Wavy Channel*, International Communication in Heat and Mass Transfer (2014) 17-23.
- [46] M.A AHMED, N.H SHUAIB, M.Z YUSSOF, *Numerical Investigations on a Heat Transfer Enhancement in a Wavy Channel Using Nanofluid*, International Journal of Heat and Mass Transfer (2012) 5891-5898.
- [47] VAN DYKE MILTON, *An Album of Fluid Motion Stanford. CA: The Parabolic Press* (1988).
- [48] AMERICAN SOCIETY FOR TESTING OF MATERIALS, *Standard For Metrics Practice*, ASTM 79 January (1980) 380.
- [49] F. W. DITTUS AND L. M. K BOELTER, *University of California* 2 (1930) 443.