

**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA  
DE MÉXICO**

---

---



**FACULTAD DE INGENIERÍA**

**ATENUACIÓN DE ONDAS DE CHOQUE**

**T E S I S P R O F E S I O N A L**

**QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:**

**INGENIERO MECÁNICO**

**P R E S E N T A:**

**ARTURO CAJAL AVIÑA**

**DIRECTOR DE TESIS:**

**DR. WILLIAM VICENTE Y RODRÍGUEZ**

**2016**



Ciudad Universitaria, CDMX



Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

# Índice

<b>Capítulo 1. Introducción</b>	<b>3</b>
1.1 Ondas de choque	3
1.2 Trabajo previo	4
1.3 Motivaciones	6
1.4 Objetivos	7
<b>Capítulo 2. Marco teórico</b>	<b>8</b>
2.1 Contenido	8
2.2 Mecánica de fluidos	8
2.3 Leyes básicas de la Mecánica de Fluidos	8
2.3.1 Ley de conservación de masa	9
2.3.2 Ley de conservación de la cantidad de movimiento	10
2.3.3 Ley de conservación de energía	11
2.4 Flujo compresible	11
2.4.1 Gas perfecto y ecuación de estado	11
2.4.2 Número Mach	12
2.4.3 Magnitudes de estancamiento y valores críticos en el punto sónico...	13
2.5 Flujo unidimensional	13
2.6 Onda de choque normal	14
<b>Capítulo 3 Configuración de la simulación</b>	<b>16</b>
3.1 Contenido	16
3.2 Propuesta de modificación de las superficies	16
3.3 Aproximación numérica	18
3.4 Overture	19
3.5 Pasos de la simulación	20
3.5.1 Obtener la forma que se quiere modelar	20
3.5.2 Generar el archivo de mallado y checar la malla	21
3.5.3 Definir condiciones iniciales y comenzar la simulación	22
<b>Capítulo 4 Resultados</b>	<b>24</b>
4.1 Análisis de resultados	24
<b>Capítulo 5 Conclusiones</b>	<b>27</b>

5.1 Trabajo a futuro .....	27
<b>Referencias y bibliografía .....</b>	<b>28</b>

## CAPÍTULO 1 “INTRODUCCIÓN”

### 1.1 Contenido

En este capítulo se dará una breve introducción de lo que es una onda de choque y como es que estas pueden presentarse en situaciones cotidianas y las consecuencias de las mismas. Así mismo se mostrará y explicará el trabajo previo que se ha realizado para fines de atenuación y mitigación de ondas de choque. Por último se hablara de las motivaciones y objetivos de esta tesis.

### 1.2 Ondas de choque

Una onda de choque es una región de discontinuidad muy delgada (del orden de micrómetros) en la cual, propiedades físicas como la presión, temperatura, densidad y velocidad sufren un cambio abrupto de un estado delante de la onda de choque a un segundo estado detrás de la onda. Como una onda común, las ondas de choque llevan consigo energía y se pueden propagar a través de un medio. Cuando dicha onda se mueve más rápido que la velocidad del sonido en un líquido o gas, tenemos una onda de choque. El fenómeno de onda de choque puede presentarse en diversos escenarios en nuestra vida cotidiana, por ejemplo al encontrarse en medio de una tormenta eléctrica y ver un relámpago a la distancia e instantes después escuchar y sentir retumbar las estructuras cercanas a nosotros, estamos experimentando los efectos de una onda de choque producida por el relámpago observado con anterioridad. De igual forma es importante aclarar que durante la explosión de una bomba o granada el daño inmediato producido por la explosión es provocado por la onda de choque que genera dicha explosión, los daños secundarios pueden ser provocados por partículas desprendidas del artefacto que salen disparadas como proyectiles a altas velocidades y de igual forma por el calor producido al momento de la explosión.



Figura 1.1. Superior izquierda: Relámpagos durante una tormenta eléctrica, Richard T. Cole [1]. Superior derecha: Onda de choque generada por una bala, Andrew Davidhazy [2]. Inferior izquierda: Avión generando una onda de choque por el fenómeno de boom sónico, Ensign John Gay [3]. Inferior derecho: Onda de choque generada por la explosión de una bomba, Richard Hammond [4].

Como podemos observar las ondas de choque se pueden presentar de forma repentina y causar diversos daños, es por eso que el estudio de mitigación y atenuación de ondas de choque es motivado por los efectos no deseados que éstas pueden provocar al generarse intencional o accidentalmente.

## 1.2 Trabajo previo

El estudio y comprensión del comportamiento de los flujos compresibles así como de los fenómenos asociados a éstos, como las ondas de choque, ha sido un tema de interés en el gremio de investigadores en la comunidad científica alrededor del mundo desde mediados del siglo XX.

Dentro de los trabajos más recientes y en los que esta tesis se apoyó para continuar experimentando nuevas formas de mitigar las ondas de choque, se encuentra el del Dr. Arnab Chaudhuri *et al.* [5]. En dicho trabajo el Dr. Chaudhuri priorizó el análisis geométrico de tres distintos tipos de obstáculos sólidos que colocó de forma alineada e intercalada en un arreglo matricial priorizando el análisis geométrico de los obstáculos, variando la sección transversal de los prismas, utilizando prismas de base cuadrada y triangular, así como cilindros, para posteriormente observar los efectos para fines de atenuación en la propagación de la onda de la variación de los obstáculos. Para ello utilizó una simulación bidimensional en la cual se resolvían de forma iterativa las ecuaciones de flujo compresible de Navier-Stokes.

La simulación constó de colocar una onda de choque (número Mach,  $M = 1.4$ ) en un canal bidimensional para que posteriormente se propagara a lo largo de éste en un medio con condiciones iguales a las del aire atmosférico y finalmente impactara los obstáculos sólidos no deformables.

En la Figura 1.2 se muestran los resultados del experimento del Dr. Chaudhuri, los primeros cuatro arreglos matriciales de obstáculos son los que fueron colocados de forma alineada y los últimos tres son aquellos que fueron colocados de manera intercalada. Del lado izquierdo de cada uno de los experimentos se muestra la onda reflejada (RS, por sus siglas en inglés) y del lado derecho se muestra la onda transmitida (TS, por sus siglas en inglés).

Lo que el Dr. concluyó del trabajo que realizó es que el arreglo no alineado de triángulos con la base de la figura en dirección de la parte incidente de la onda, funcionaba mejor que el resto de los arreglos debido a que la onda transmitida no viaja más lejos que aquella en el resto de los arreglos, lo cual significaba que tienen menos velocidad por lo tanto menos energía y para fines de atenuación, trabaja mejor.

Posteriormente en el año 2015, la Dra. Veronica Eliasson [6] presentó el trabajo en el cual se propuso un nuevo arreglo donde se colocaron obstáculos con distinta sección transversal a lo largo de la curva descrita por la espiral logarítmica (logarithmic spiral) [7, 8], que en trabajos previos ha demostrado tener la habilidad de minimizar las reflexiones de la onda así como focalizar la energía de la onda incidente.

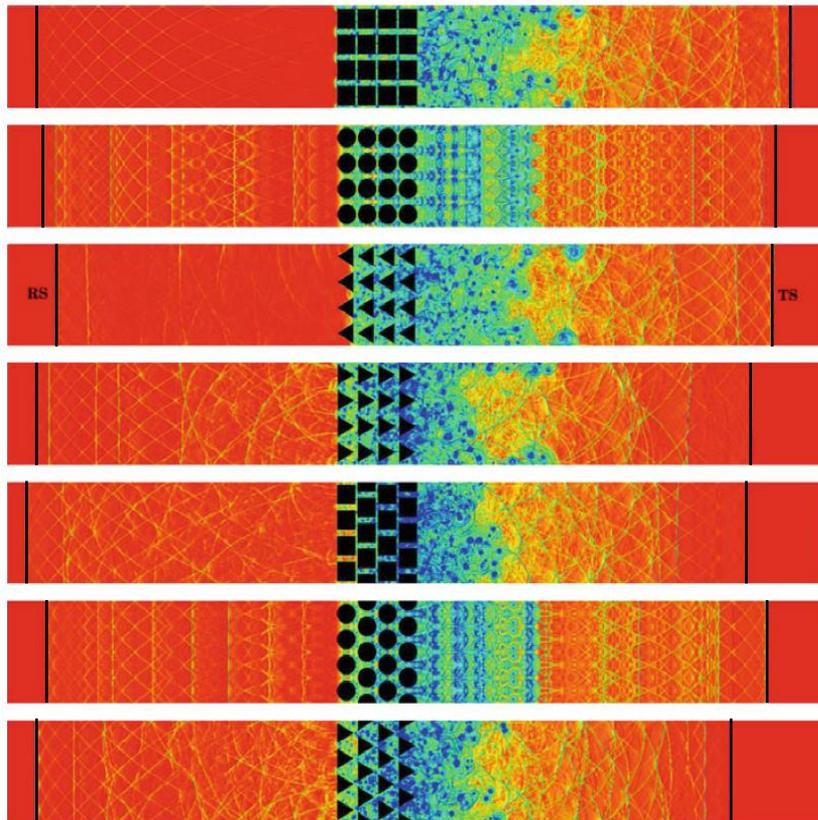


Figura 1.2. Fotografía schlieren<sup>1</sup> digital a 500  $\mu$ s del trabajo realizado por el Dr. Chaudhuri en 2013.

De igual forma en este nuevo trabajo se reprodujo la simulación realizada por el Dr. Chaudhuri para comparar los resultados con los obtenidos en el nuevo arreglo. Se utilizaron los mismos parámetros de simulación, es decir el medio en el cual la onda de choque se propagó fue aire atmosférico y  $M_s=1.4$ .

La conclusión que la Dra. Eliasson obtuvo de dicho trabajo es que la espiral logarítmica con 15 obstáculos de sección transversal cuadrada, colocados a lo largo de la curva funciona mejor para fines de atenuación y mitigación de ondas de choque en la transmisión así como en la reflexión, ya que como se muestra en la Figura 1.4, tanto la RS como la TS viajan una menor distancia lo que significa que tienen menor energía que aquellas del experimento del Dr. Chaudhuri.

<sup>1</sup> La fotografía schlieren es un proceso óptico usado para fotografiar el gradiente de densidad de un fluido

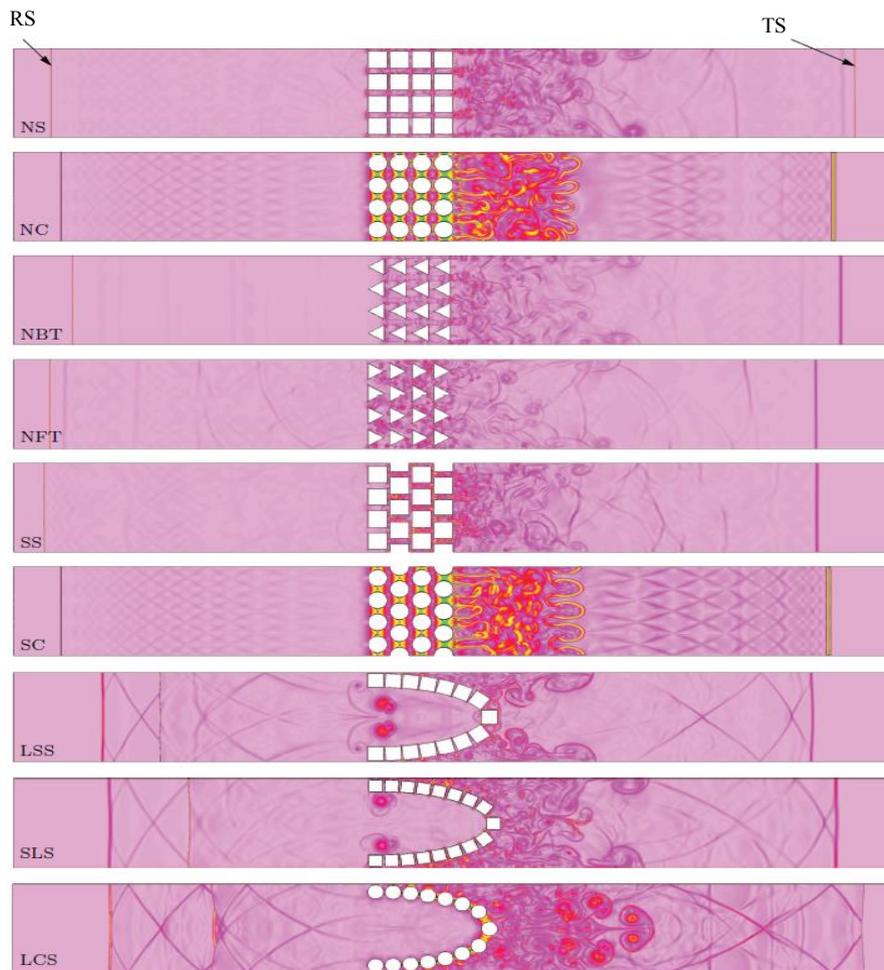


Figura 1.3. Fotografía schlieren digital a 500  $\mu$ s del trabajo realizado por la Dra. Eliasson en 2015.

### 1.3 Motivaciones

Como se comentó con anterioridad, este tipo de trabajos, está motivado por los efectos no deseados de explosiones que se pueden presentar en escenarios no deseados como la explosión de una nave industrial por la presurización excesiva de algún reactor o la explosión de una bomba en un posible ataque terrorista, así como aquellos que son propiciados intencionalmente como lo puede ser en las excavaciones en la industria minera o las demoliciones en el área de ingeniería civil.

Pese a que algunos avances se tienen con la mitigación y atenuación de ondas de choque, el área de oportunidad que un tema de tan complejo análisis brinda es muy amplia, es por eso que en el presente trabajo se ve como un proyecto al cual se le puede sacar mucho provecho en un futuro implementando nuevas técnicas y métodos para lograr dicho fin.

De igual forma se generará un modelo de simulación numérica, siguiendo los mismos parámetros utilizados por la Dra. Eliasson, modificando la superficie de los obstáculos colocando depresiones para visualizar y entender los efectos que éstas tienen en el flujo supersónico, la idea es tomada de la teoría de flujo subsónico donde estas depresiones son utilizadas en las superficies de las pelotas de golf y ropa de corredores, entre muchas otras, para reducir efectos de arrastre generando turbulencia en el flujo.

En este punto, es prudente rescatar que trabajo previo del análisis de los efectos de las depresiones en las superficies de contacto para el caso de flujo supersónico no se tiene documentado a la fecha.

#### **1.4 Objetivo**

La presente tesis tiene como objetivo optimizar y mejorar el trabajo previo de la Dra. Eliasson para fines de atenuación de ondas de choque. La sección transversal cuadrada (sección transversal que ha demostrado tener la propiedad de atenuar tanto la onda choque reflejada como la transmitida, en trabajos previos) de cada uno de los trece obstáculos será modificada colocando depresiones en las cuatro aristas de éstos, a lo largo de la espiral logarítmica. Esto con el fin de producir más vórtices y turbulencia en el flujo y de esta forma quitarle energía a la onda de choque.

Por otro lado, se comparará el resultado con aquellos reportados en la literatura con anterioridad para validar el nuevo modelo de atenuación de ondas de choque.

## CAPÍTULO 2 “MARCO TEÓRICO” \*

### 2.1 Contenido

En el capítulo 2 de esta tesis se introducirán los conceptos básicos de la mecánica de fluidos así como las leyes básicas de conservación que rigen a dicha rama. Posteriormente los conceptos de flujo compresible, gas perfecto y ecuación de estado serán introducidos para poder abordar el tema de ondas de choque.

### 2.2 Mecánica de fluidos

La mecánica de fluidos se ocupa del estudio de los fluidos en movimiento (*fluidodinámica*) o en reposo (*fluidoestática*). Tanto los líquidos como los gases son considerados fluidos, y el número de aplicaciones de la Mecánica de Fluidos es enorme: respiración, ríos, molinos de viento, tuberías, misiles, icebergs, motores, filtros, chorros y aspersores, por mencionar algunos. Casi todas las cosas que existen en este planeta o son un fluido o se mueven inmersas o cerca de un fluido.

Por ser la Mecánica de Fluidos una rama de la mecánica, dispone de un conjunto de leyes de conservación bien documentadas y es posible, por tanto, un tratamiento teórico riguroso. Los dos obstáculos mayores para el tratamiento teórico son la geometría y la viscosidad. Por lo tanto el análisis se concentra en placas planas, conductos circulares y otras geometrías sencillas. También es posible aplicar métodos numéricos a geometrías arbitrarias como los son los de la Mecánica de Fluidos Computacional (CFD, Computational Fluid Dynamics).

El segundo obstáculo para la teoría es la acción de la viscosidad, que puede ser despreciada solamente en algunos flujos idealizados. En primer lugar, la viscosidad aumenta la dificultad de las ecuaciones básicas, aunque la aproximación de capa límite, hallada por Ludwig Prandtl en (1904), ha simplificado enormemente el análisis de los flujos viscosos. En segundo lugar, la viscosidad afecta a la estabilidad de todos los flujos, lo que salvo a velocidades muy pequeñas da lugar a un fenómeno desordenado y aleatorio llamado turbulencia.

### 2.3 Leyes básicas de la Mecánica de Fluidos

En la Mecánica de Fluidos se siguen unas leyes básicas que nos permiten entender mejor los fenómenos asociados a líquidos y gases, estas son conocidas como las leyes de conservación y son aquellas que nos dicen que cierta propiedad de un sistema aislado permanecerá constante en el tiempo durante un proceso. Estas leyes pueden ser aplicadas a volúmenes de control (VC), los cuales son modelos matemáticos para describir fenómenos físicos.

Las tres leyes fundamentales de conservación para el análisis de un fluido son:

- (1) La ley de conservación de masa.
- (2) La ley de conservación de la cantidad de movimiento.
- (3) La ley de conservación de energía.

A continuación se dará una breve introducción a dichos modelos y como es que se obtienen.

**2.3.1 Ley de conservación de masa**

El principio de conservación de masa para un volumen de control se puede expresar como: *la transferencia neta de masa hacia dentro un volumen de control, o hacia fuera de éste, durante un intervalo  $\Delta t$ , es igual al cambio neto en la masa total que está dentro de ese volumen en el transcurso de  $\Delta t$* . Es decir:

$$\left( \begin{array}{l} \text{Masa total} \\ \text{que entra al VC} \\ \text{durante } \Delta t \end{array} \right) - \left( \begin{array}{l} \text{Masa total} \\ \text{que sale del VC} \\ \text{durante } \Delta t \end{array} \right) = \left( \begin{array}{l} \text{Cambio neto en la} \\ \text{masa que está dentro} \\ \text{del VC} \end{array} \right) \quad (1)$$

Fue elegido un volumen de control infinitesimal fijo en un sistema cartesiano ( $dx$ ,  $dy$ ,  $dz$ ) como el de la Figura 2.1 y fueron utilizadas las relaciones básicas para volúmenes de control. El flujo a través de cada cara del elemento es aproximadamente unidimensional.

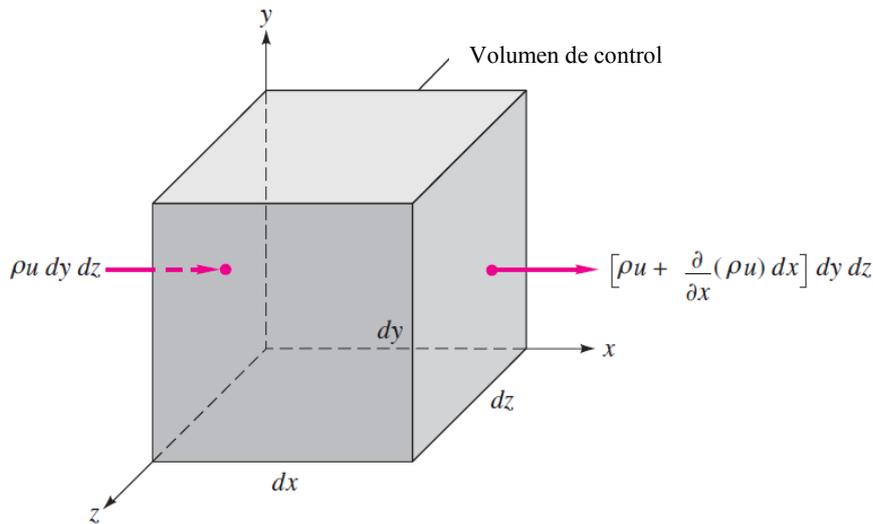


Figura 2.1 Volumen de control infinitesimal fijo en coordenadas cartesianas mostrando los flujos máxicos de entrada y de salida en las caras perpendiculares al eje x.

La Figura 2.1 muestra únicamente los flujos en las caras izquierda y derecha. Los flujos en las caras perpendiculares a los ejes  $y$  (inferior y superior) y  $z$  (anterior y posterior) se han omitido para mayor claridad en el dibujo. A continuación se enlistan los seis flujos en la Tabla 2.1.

Caras	Flujo máxico de entrada	Flujo máxico de salida
$x$	$\rho u dy dz$	$\left[ \rho u + \frac{\delta}{\delta x} (\rho u) dx \right] dy dz$
$y$	$\rho v dy dz$	$\left[ \rho v + \frac{\delta}{\delta y} (\rho v) dy \right] dx dz$
$z$	$\rho w dy dz$	$\left[ \rho w + \frac{\delta}{\delta z} (\rho w) dz \right] dx dy$

Tabla 2.1 Flujos a través de un volumen de control infinitesimal en coordenadas cartesianas.

Y la ecuación de la conservación de masa la podemos escribir como:

$$\frac{\delta \rho}{\delta t} + \frac{\delta}{\delta x} (\rho u) + \frac{\delta}{\delta y} (\rho v) + \frac{\delta}{\delta z} (\rho w) = 0 \quad (2)$$

La ecuación número 2 también es conocida como ecuación de la continuidad porque no requiere más suposición que la de continuidad de las funciones que dan la densidad y la velocidad. Esto es, el flujo puede ser estacionario o no estacionario, viscoso o no viscoso, compresible o incompresible.

Para flujo compresible estacionario sabemos que todas las propiedades son únicamente función de la posición ya que no hay variación de las mismas en el tiempo, entonces la ecuación número 1 se reescribe como:

$$\frac{\delta}{\delta x} (\rho u) + \frac{\delta}{\delta y} (\rho v) + \frac{\delta}{\delta z} (\rho w) = 0 \quad (3)$$

### 2.3.2 Ley de conservación de la cantidad de movimiento

En Mecánica de Fluidos, la segunda ley de Newton se denomina ley de conservación de la cantidad de movimiento. Utilizando el mismo volumen de control elemental de la Figura 2.1, podemos escribir la Tabla 2.2.

Caras	Flujo de cantidad de movimiento de entrada	Flujo de cantidad de movimiento de salida
$x$	$\rho u \mathbf{V} dy dz$	$\left[ \rho u \mathbf{V} + \frac{\delta}{\delta x} (\rho u \mathbf{V}) dx \right] dy dz$
$y$	$\rho v \mathbf{V} dy dz$	$\left[ \rho v \mathbf{V} + \frac{\delta}{\delta y} (\rho v \mathbf{V}) dy \right] dx dz$
$z$	$\rho w \mathbf{V} dy dz$	$\left[ \rho w \mathbf{V} + \frac{\delta}{\delta z} (\rho w \mathbf{V}) dz \right] dx dy$

**Tabla 2.2** Flujos de cantidad de movimiento a través de un volumen de control infinitesimal en coordenadas cartesianas.

Y la ecuación de la conservación de cantidad de movimiento podemos escribirla de la siguiente manera.

$$\rho \mathbf{g} - \nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_{ij} = \rho \frac{d\mathbf{V}}{dt} \quad (4)$$

Donde:

- $\mathbf{g}$  [=] gravedad.
- $\boldsymbol{\tau}_{ij}$  [=] tensor de esfuerzos viscosos.
- $p$  [=] presión.
- $\rho$  [=] densidad
- $\mathbf{V}$  [=] vector velocidad.

Una hipótesis para simplificar la ecuación 4 es suponer el flujo no viscoso, entonces podemos reescribir la ecuación de la conservación de cantidad de movimiento como:

$$\rho \mathbf{g} - \nabla p = \rho \frac{d\mathbf{V}}{dt} \quad (5)$$

Esta es la *ecuación de Euler* para flujos no viscosos.

### 2.3.3 Ley de conservación de la energía

La primera ley de la Termodinámica, es conocida como la ley de conservación de la energía. Utilizando el mismo elemento diferencial infinitesimal de la Figura 2.1 que se utilizó para analizar las dos leyes anteriores, podemos enlistar para las seis caras lo mostrado en la Tabla 2.3.

Caras	Flujo de calor de entrada	Flujo de calor de salida
$x$	$q_x dy dz$	$\left[ q_x + \frac{\delta}{\delta x} (q_x) dx \right] dy dz$
$y$	$q_y dx dz$	$\left[ q_y + \frac{\delta}{\delta y} (q_y) dy \right] dx dz$
$z$	$q_z dx dy$	$\left[ q_z + \frac{\delta}{\delta z} (q_z) dz \right] dx dy$

**Tabla 2.3** Flujos de calor a través de un volumen de control infinitesimal en coordenadas cartesianas.

Y la ecuación de la conservación de la energía en coordenadas cartesianas se puede escribir como:

$$\rho \frac{d\hat{u}}{dt} + p(\nabla \cdot \nabla) = \nabla \cdot (k\nabla T) + \Phi \quad (6)$$

Esta ecuación es válida para un fluido newtoniano bajo unas condiciones muy generales de flujo no estacionario, compresible, viscoso y conductor de calor; solo se desprecia la transferencia de calor por radiación y las fuentes internas de calor que podrían aparecer en una reacción química o nuclear

## 2.4 Flujo compresible

Cuando un fluido se mueve a velocidades comparables a la velocidad del sonido, las variaciones de densidad se hacen importante y el flujo se denomina *compresible*. Dichos flujos son difíciles de obtener en líquidos, pues se necesitan presiones elevadas para generar velocidades sónicas. Sin embargo, en gases es más sencillo, por tanto, el flujo compresible de gases es bastante habitual.

Probablemente, los dos efectos más importantes y distintivos de los flujos compresibles son (1) *el bloqueo*, que limita fuertemente el flujo en conductos cuando se dan condiciones sónicas, y (2) *las ondas de choque*, que son cambios casi discontinuos en las propiedades de los flujos supersónicos.

### 2.4.1 Gas perfecto y ecuación de estado

Un gas es una acumulación de partículas (moléculas, átomos, iones, electrones, etc.) que están en movimientos aleatorios. Un gas ideal es una sustancia hipotética que obedece a la relación:

$$P = \rho RT \quad (7)$$

Donde:

- $P$  [=] presión absoluta.
- $T$  [=] temperatura absoluta.
- $\rho$  [=] densidad.
- $R$  [=] constante del gas.

La constante del gas se determina con la relación  $R_u/M$ , en donde  $R_u$  es la constante universal de los gases y  $M$  es la masa molar del gas. De igual forma esta constante puede ser calculada como:

$$R = c_p - c_v \quad (8)$$

Donde:

- $c_v$  [=] calor específico a volumen constante.
- $c_p$  [=] calor específico a presión constante.

La relación de calores específicos,  $\gamma=c_p/c_v$ , de un gas perfecto es un parámetro adimensional muy importante en el análisis de los flujos compresibles.

De manera experimental se ha observado que la relación del gas ideal se aproxima con buena precisión al comportamiento  $P$ - $v$ - $T$  de los gases reales a bajas densidades. A bajas presiones y altas temperaturas, la densidad de un gas decrece y tal gas se comporta como gas ideal.

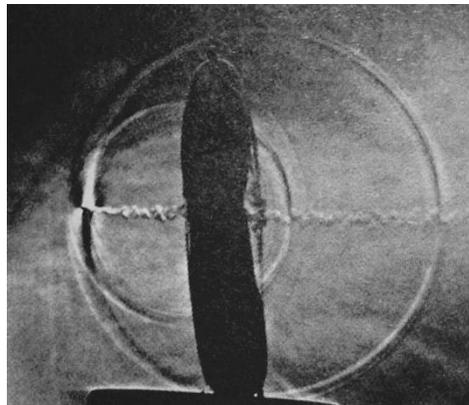


Figura 2.2 El aire se comporta como gas ideal, incluso a velocidades muy altas. En esta imagen, una bala que viaja aproximadamente a la velocidad del sonido se abre paso a través de ambos lados de un globo, formando dos ondas de choque expansivas.

### 2.4.2 Número Mach

El número de Mach es el parámetro dominante en el análisis de flujos compresibles, con efectos distintos dependiendo de su magnitud. Matemáticamente el dicho número es definido como:

$$Ma = \frac{V}{a} \quad (9)$$

Donde:

$Ma$  [=] número Mach.

$V$  [=] velocidad local del flujo.

$a$  [=] velocidad del sonido. Y se puede calcular, para un gas ideal como

$$a = (\gamma RT)^{1/2}.$$

La siguiente es una clasificación aproximada para distinguir entre los diferentes rangos del número Mach:

$Ma < 0.3$	<i>flujo incompresible</i> , donde los efectos de la densidad son despreciables.
$0.3 < Ma < 0.8$	<i>flujo subsónico</i> , donde los efectos de la densidad son importantes, pero no aparecen ondas de choque.
$0.8 < Ma < 1.2$	<i>flujo transónico</i> , donde aparecen por primera vez ondas de choque que separan regiones subsónicas y supersónicas dentro del flujo. El vuelo propulsado en régimen transónico resulta difícil a consecuencia del carácter mixto del campo fluido.
$1.2 < Ma < 3.0$	<i>flujo supersónico</i> , donde hay ondas de choque pero ya no existen regiones subsónicas.
$3.0 < Ma$	<i>flujo hipersónico</i> , donde las ondas de choque y otros cambios que experimenta el flujo son especialmente fuertes.

Estas cinco categorías de flujo son apropiadas para la aerodinámica externa a alta velocidad. Para flujos internos (conductos), la cuestión más importante es simplemente saber si el flujo es subsónico ( $Ma < 1$ ) o supersónico ( $Ma > 1$ ).

### 2.4.3 Magnitudes de estancamiento y valores críticos en el punto sónico.

Las magnitudes de estancamiento son aquellas en las que se supone que el fluido es llevado al reposo adiabáticamente y generalmente se denotan con el subíndice 0. A continuación se dan las relaciones de la velocidad del sonido, temperatura, presión y densidad con sus respectivas magnitudes de estancamiento.

$$\frac{a_0}{a} = \left(\frac{T_0}{T}\right)^{\frac{1}{2}} \quad \left(\frac{T_0}{T}\right) = 1 + \frac{k-1}{2} Ma^2 \quad (10) \text{ y } (11)$$

$$\frac{p_0}{p} = \left(\frac{T_0}{T}\right)^{\frac{k}{k-1}} \quad \frac{\rho}{\rho_0} = \left(\frac{T_0}{T}\right)^{\frac{1}{k-1}} \quad (12) \text{ y } (13)$$

Los valores críticos en el punto sónico, al igual que las propiedades de estancamiento son útiles en el estudio de flujos compresibles. Estas son cuando el  $Ma=1.0$  y se denotan mediante un asterisco como superíndice. Las relaciones críticas son las siguientes.

$$\frac{p^*}{p_0} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}} \quad \frac{\rho^*}{\rho_0} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{1}{k-1}} \quad (14) \text{ y } (15)$$

$$\left(\frac{T^*}{T_0}\right) = \frac{2}{k+1} \quad \frac{a^*}{a_0} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (16) \text{ y } (17)$$

**2.5 Flujo unidimensional**

Consideremos el flujo a través de una región unidimensional como el de la Figura 2.3, el área sombreada puede ser una onda de choque o una región con adición de calor, en cualquiera de los dos casos, las propiedades del flujo cambian en función de  $x$  conforme el gas fluye a través de la región. Las propiedades del estado 2 son diferentes de las propiedades del estado 1. Para calcular estos cambios se deben utilizar las ecuaciones de conservación.

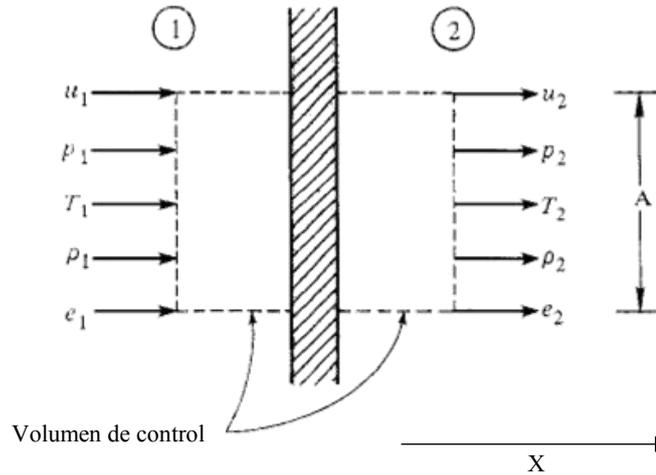


Figura 2.3 Volumen de control rectangular para un flujo unidimensional en coordenadas cartesianas.

Entonces las ecuaciones de conservación para un flujo unidimensional pueden ser rescritas como:

Ecuación de la continuidad  $\rho_1 = \rho_2$  (18)

Ecuación de la conservación de cantidad de movimiento  $p_1 + \rho_1 u_1^2 = p_2 + \rho_2 u_2^2$  (19)

Ecuación de la energía  $h_1 + \frac{u_1^2}{2} + q = h_2 + \frac{u_2^2}{2}$  (20)

**2.6 Onda de choque normal**

Por definición una onda de choque normal es perpendicular al flujo, como se muestra en la Figura 2.4

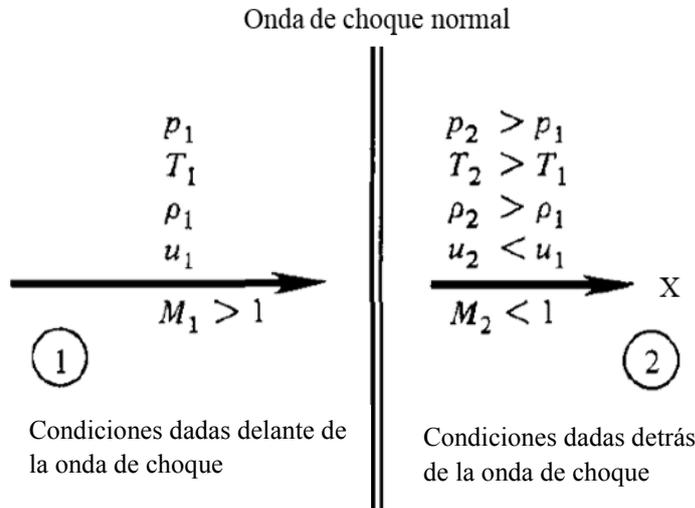


Figura 2.4 Diagrama de onda de choque normal.

Las ondas de choque normales ocurren frecuentemente como parte de muchos campos de flujos supersónicos. Como se muestra en la Figura 2.4 la onda de choque es una región muy delgada.

El flujo es supersónico delante de la onda de choque y subsónico detrás de ella. La presión estática, la temperatura y la densidad aumentan a través de la onda, mientras que la velocidad y por lo tanto el número Mach decrecen.

Suponiendo que todas las condiciones son conocidas delante de la onda de choque y resolviendo las condiciones detrás de la misma, así mismo considerando que no hay adición ni sustracción de calor del flujo cuando atraviesa la onda de choque, es decir, se considera un flujo adiabático, las tres ecuaciones de conservación y las de gas ideal (ecuación de estado y entalpía), son utilizadas para el análisis de una onda de choque normal, obteniendo de esta forma un sistema de cinco ecuaciones con cinco incógnitas que puede ser resuelto algebraicamente. Según los estados de la Figura 2.4, obtenemos las siguientes relaciones.

$$a^{*2} = u_1 u_2 \quad (21)$$

$$M_2^* = \frac{1}{M_1^*} \quad (22)$$

$$M_2^2 = \frac{1 + \left[\frac{\gamma-1}{2}\right] M_1^2}{\gamma M_1^2 - (\gamma-1)/2} \quad (23)$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{u_1}{u_2} = \frac{(\gamma+1)M_1^2}{2 + (\gamma+1)M_1^2} \quad (24)$$

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + \frac{2\gamma}{(\gamma+1)} (M_1^2 - 1) \quad (25)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{h_2}{h_1} = \left[ 1 + \frac{2\gamma}{(\gamma+1)} (M_1^2 - 1) \right] \left[ \frac{2 + (\gamma-1)M_1^2}{(\gamma+1)M_1^2} \right] \quad (26)$$

Con estas relaciones es posible calcular los valores desconocidos del estado dos detrás de la onda de choque. De la misma forma nos percatamos que para un gas ideal con un  $\gamma$  dado, las propiedades detrás de la onda son función únicamente del  $Ma_1$  para flujos compresibles, por lo tanto, podemos concluir que el número Mach es un parámetro muy importante en el análisis de este tipo de flujo.

## CAPÍTULO 3 “CONFIGURACIÓN DE LA SIMULACIÓN”

### 3.1 Contenido

En el objetivo de esta tesis se mencionó que se buscará modificar [6] cambiando la sección transversal de los obstáculos que se encuentran colocados a lo largo de la espiral logarítmica, esto con el fin de generar más vórtices al flujo y de esta forma quitarle energía y atenuar la onda de choque incidente. Para lograr esto se generara un modelo de simulación numérica y se utilizará un solucionador de ecuaciones de flujo compresible de Navier-Stokes. Se reproducirá el caso con mayor eficiencia de [6] y se generarán otros dos modelos.

### 3.2 Propuesta de modificación de las superficies

Tal y como lo mostraron los resultados de [6], el arreglo que mejor trabaja para fines de atenuación en la transmisión y reflexión de la onda de choque, es aquel en el que se colocan obstáculos con sección transversal cuadrada a lo largo de la espiral logarítmica, esto se puede observar en el octavo (penúltimo) arreglo de la Figura 1.4. El modelo físico de una configuración similar con trece obstáculos puede ser visto en la Figura 3.1.

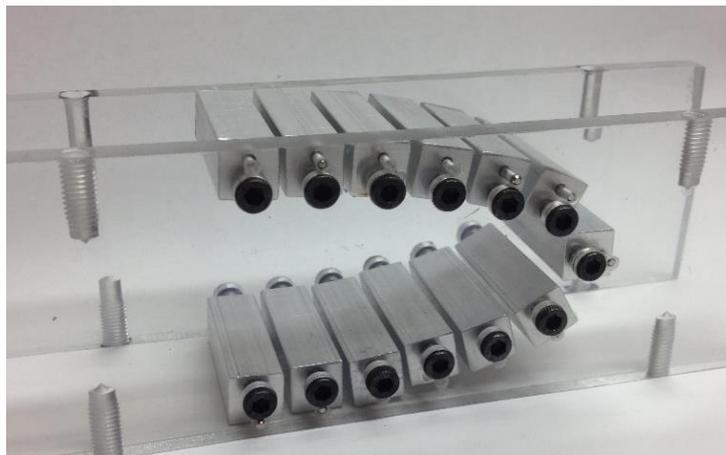


Figura 3.1 Modelo físico de trece obstáculos con sección transversal cuadrada a lo largo de la espiral logarítmica.

La aproximación que esta tesis propone a la modificación de dichos obstáculos es colocar unas depresiones (orificios) en la superficie de dichos obstáculos, tales como los que se usan en las pelotas de golf, así como en ropa de corredores, alas de aeronaves, entre muchas otras.

La teoría del funcionamiento de estas depresiones es mostrado en la Figura 3.2, en la que se muestra que cuando tenemos un flujo subsónico incidente sobre una superficie lisa se comporta de cierta forma y de una forma distinta a cuando se tienen depresiones en ésta.

Cuando la superficie es lisa y el flujo incidente tiene contacto con ésta, se provoca una mayor cantidad de separación de las líneas de corriente después de tener contacto con la superficie y no se genera turbulencia alrededor de la misma. En su contraparte cuando dicho flujo tiene contacto con una superficie con depresiones, éste tiene una menor separación entre las líneas de corriente provocando turbulencia en los alrededores.

El análisis de la Figura 3.2 permite rescatar algo importante de la configuración con depresiones, el análisis se hace para flujo subsónico y sin perder de vista el objetivo de

este trabajo, debemos recordar que nuestro caso de estudio es para el régimen supersónico. Es por eso que en una búsqueda minuciosa de trabajos previos publicados en libros y artículos en revistas científicas, no se encontró ningún análisis de los efectos que pueden ocasionar estas depresiones en las superficies, para el flujo supersónico.

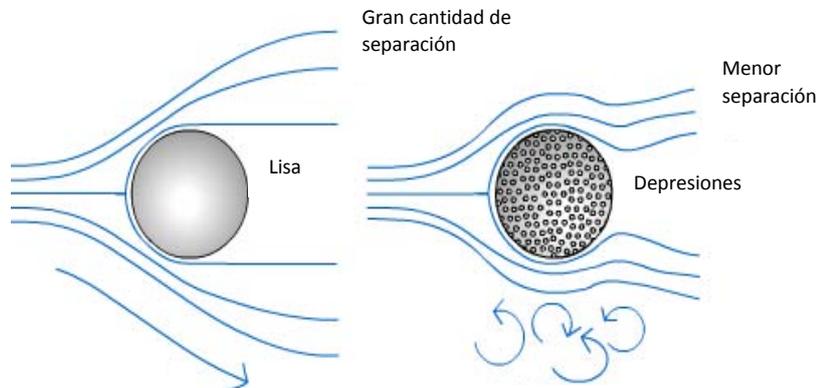


Figura 3.2 Comportamiento del flujo en contacto con superficies lisas y superficies con depresiones.

La primera aproximación de modelo que se propuso para realizar el estudio de los efectos que las depresiones sobre la superficie generan en un flujo supersónico es el que se muestra en la Figura 3.3, el cual es un modelo generado en un software de diseño tridimensional, que representa uno de los obstáculos del modelo físico de la Figura 3.1, que se tiene actualmente en el laboratorio de la Dra. Veronica Eliasson, en la Universidad del Sur de California, Los Ángeles, California, Estados Unidos de Norteamérica.

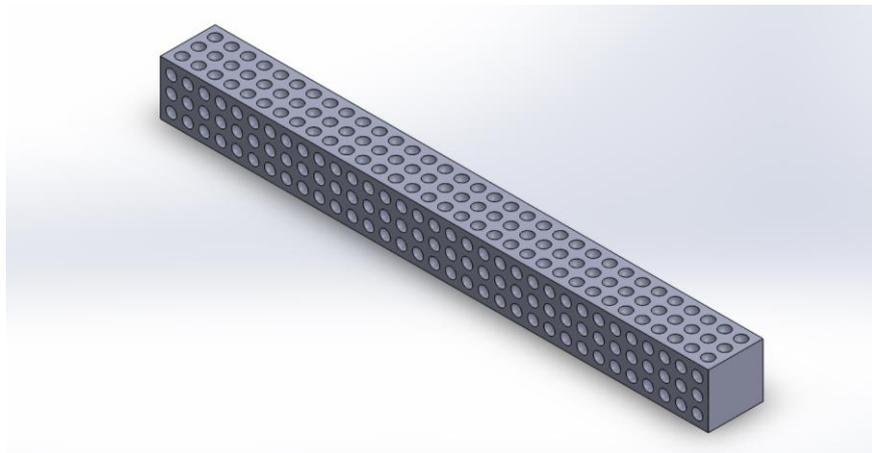


Figura 3.3 Modelo tridimensional de un obstáculo con sección transversal cuadrada con depresiones en la superficie.

Sin embargo la simulación que se realizó es una simulación en dos dimensiones, en la cual lo que se observa es la sección transversal de los obstáculos a lo largo de la espiral logarítmica, lo que nos lleva a la conclusión que el obstáculo de la Figura 3.3 y el que actualmente se tiene, son iguales. La aproximación que se hizo para modificar la superficie de los obstáculos es la que se muestra en la Figura 3.4. Donde se modifica la sección transversal de éstos.

Como se mencionó, trabajo sobre esto no se tiene reportado aún, es por eso que se propone remover el 10% del área de contacto de los obstáculos como una primera

aproximación para ambos casos de depresiones. En la figura 3.5 se muestra a detalle la sección transversal de uno de los obstáculos de los tres distintos casos a simular en este trabajo y el efecto esperado para la generación de vórtices debido a las depresiones de cada uno de ellos.

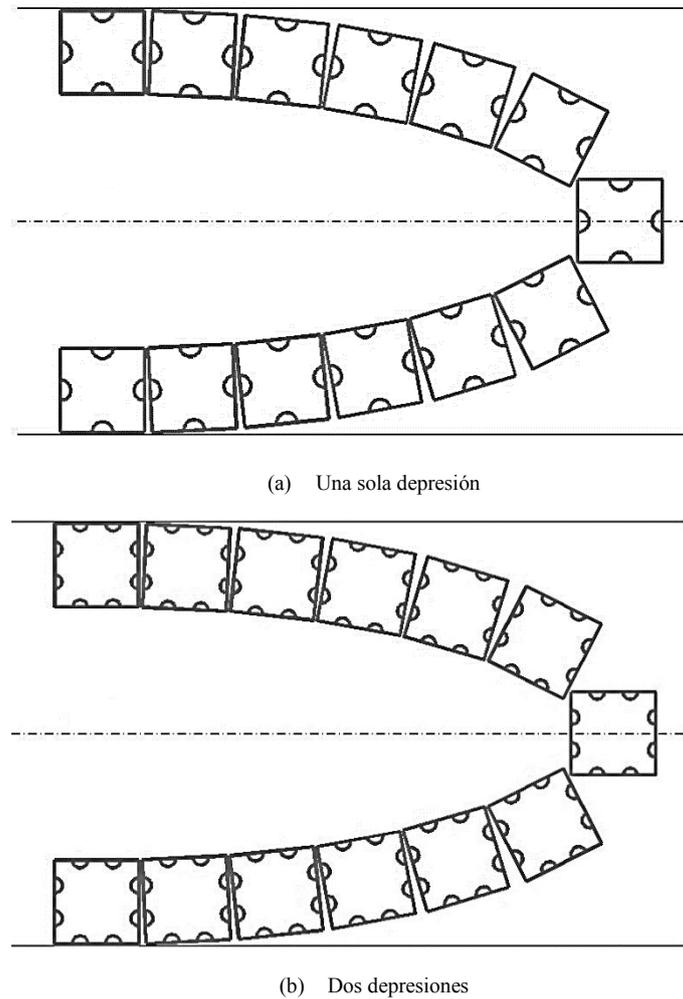


Figura 3.4. (a) Obstáculos a lo largo de la espiral logarítmica con una sola depresión en la sección transversal. (b) Obstáculos a lo largo de la espiral logarítmica con dos depresiones en la sección transversal.

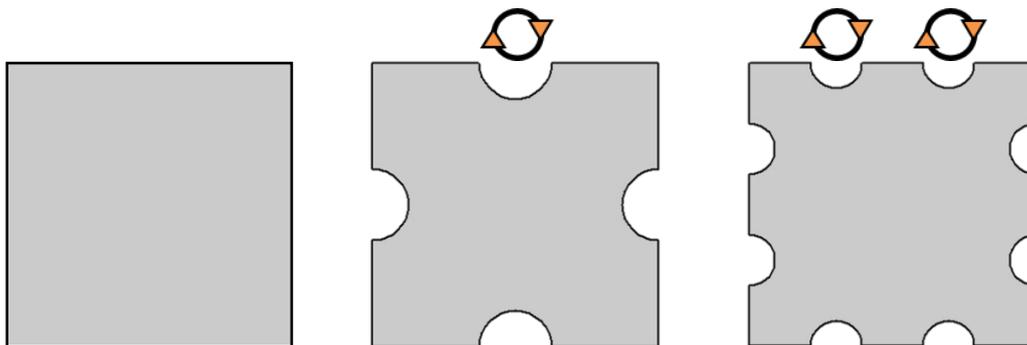


Figura 3.5 Efecto esperado de las depresiones en la sección transversal de cada una de las modificaciones de los obstáculos.

### 3.3 Aproximación numérica

Se consideró un ducto bidimensional para simular la sección de prueba en un “shock-tube<sup>2</sup>”, donde los obstáculos son colocados a lo largo de una espiral logarítmica

<sup>2</sup> Shock-tube es un instrumento utilizado para reproducir ondas de choque en un ambiente controlado.

para atenuar la onda de choque normal que los impacta desde el lado izquierdo. Las paredes superior e inferior son paralelas entre ellas.

La simulación fue corrida utilizando las ecuaciones bidimensionales de Euler, conservación de masa y energía, sin fuerzas de cuerpo. El hecho de no utilizar las ecuaciones de Navier-Stokes (sin incluir los términos viscosos), es porque en [6] se demostró que la adición del término viscoso no tenía ningún efecto significativo en los resultados de la simulación para fines de reflexión y transmisión de la onda. Al realizar esto, se optimiza el tiempo de cómputo empleado en la simulación. Las ecuaciones son las que a continuación se mencionan.

$$\frac{\delta Q}{\delta t} + \frac{\delta E}{\delta x} + \frac{\delta F}{\delta y} = 0$$

Donde  $t$  es el tiempo  $x$  e  $y$  son las coordenadas. El vector de variables conservativas  $Q$  es:

$$Q = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{bmatrix}$$

Donde  $\rho$  es la densidad del fluido,  $u$  y  $v$  denotan la velocidad del flujo en las direcciones  $x$  e  $y$  respectivamente y  $e$  es la energía total por unidad de volumen. Los vectores de flujo,  $E$  y  $F$ , son representados como de la siguiente forma.

$$\begin{bmatrix} E \\ F \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E^c \\ F^c \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} E^v \\ F^v \end{bmatrix}$$

Donde  $[E^c, F^c]^T$  y  $[E^v, F^v]^T$  son los flujos convectivos y viscosos respectivamente.

$$E^c = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (e + p)u \end{bmatrix}, \quad F^c = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho vu \\ \rho v^2 + p \\ (e + p)v \end{bmatrix}$$

Como se mencionó con anterioridad, para fines de nuestra simulación los flujos viscosos no tienen efecto, es decir,  $[E^v, F^v]^T = 0$ . Y por lo tanto la ecuación a resolver es la siguiente.

$$\frac{\delta Q}{\delta t} + \frac{\delta E^c}{\delta x} + \frac{\delta F^c}{\delta y} = 0$$

### 3.4 Overture

Overture es un código libre de simulación numérica orientado a la resolución de ecuaciones diferenciales parciales, utilizando el método de diferencias finitas y volumen finito en mallados compuestos.

El código ofrece una amplia variedad de solucionadores (solvers) dependiendo el tipo de ecuaciones que quieran ser resueltas. En el presente trabajo se utilizó el “*Composite Grid Compressible Navier-Stokes (CGCNS)*”, solucionador que puede ser utilizado tanto para resolver las ecuaciones de flujo compresible de Navier-Stokes así como las ecuaciones de flujo no viscoso de Euler, en dos dimensiones. Las ecuaciones son

resueltas con un algoritmo de segundo orden del método de Godunov, el cual es un esquema numérico conservativo, propuesto por S. K. Godunov en 1959, para la resolución de ecuaciones diferenciales parciales, es un método de volumen finito.

### 3.5 Pasos de la simulación

Para comenzar a correr la simulación en Overture, es necesario seguir unos pasos previos a correr el modelo. Primero que nada es prudente resaltar en este punto que el sistema operativo en el que el software fue corrido fue Linux, el cual es una plataforma libre. En orden cronológico la simulación debe seguir la siguiente secuencia.

- Obtener la forma que se quiere modelar.
- Generar el archivo del mallado y checar la malla.
- Definir condiciones iniciales y comenzar la simulación.
- Checar los resultados.

#### 3.5.1 Obtener la forma que se quiere modelar

La modificación que realizó en los obstáculos es la colocar las depresiones en la sección transversal de cada uno de los trece obstáculos. En la obtención de la forma que se quiere modelar, se utiliza un software o programa auxiliar para generar la misma, en el cual se generaron las coordenadas de cada uno de los obstáculos. En esta simulación en particular se generaron ochenta pares de coordenadas.

Empleando las ecuaciones que fueron utilizadas en [6] para la espiral logarítmica, se lograron obtener los valores para generar la espiral logarítmica así como los centros de cada uno de los trece obstáculos que iban a ir colocados a lo largo de la curva.

En la Figura 3.6 se muestra la configuración y los parámetros que se usaron para generar la curva. Donde  $AB$  representa la onda incidente moviéndose de izquierda a derecha con un número Mach de la onda (Mach shock,  $M_s$ ),  $CO$  es la línea central,  $L$  es la longitud característica de la espiral y  $\chi$  es el ángulo característico. El tamaño de la espiral logarítmica puede ser controlado por la longitud característica  $L$ .  $AO=R$ , donde  $R = L/\cos \chi$ ,  $r$  es la distancia entre un punto sobre la curva y el centro de ésta y  $\theta$  es el ángulo formado entre  $r$  y la línea central.

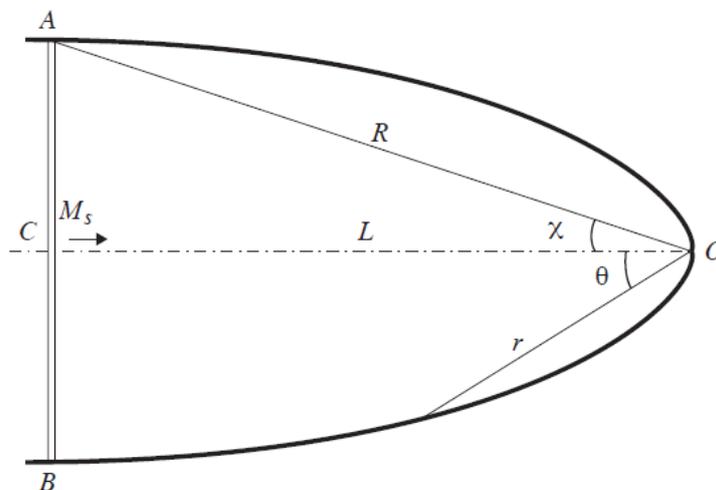


Figura 3.6 Parámetros de la espiral logarítmica.

Utilizando coordenadas polares, se puede escribir una ecuación que represente la espiral logarítmica de la siguiente manera:

$$r = \frac{L}{\cos\chi} e^{\frac{\chi-\theta}{\tan\chi}} \quad (27)$$

El ángulo característico  $\chi$  puede ser determinado por las siguientes relaciones:

$$\tan\chi = \left( \frac{M_s^2 - 1}{\lambda(M_s)M_s^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (28)$$

Donde:

$$\mu^2 = \frac{(\gamma-1)M_s^2 + 2}{2\gamma M_s^2 - (\gamma-1)} \quad (29)$$

$$\lambda(M_s) = \left( 1 + \frac{2}{\gamma+1} \frac{1-\mu^2}{\mu} \right) \left( 1 + 2\mu + \frac{1}{M_s} \right) \quad (30)$$

Los dos valores más importantes en el manejo de las ecuaciones es el número Mach y la relación de calores específicos  $\gamma$ , con estos dos es posible calcular  $\chi$ .

### 3.5.2 Generar el archivo de mallado y checar la malla

Overture utiliza un método de superposición de malla para resolver las simulaciones que se llevan a cabo en él. Primero se genera una malla para delimitar el dominio del fenómeno en estudio. La segunda parte es generar la malla que se superpondrá a la del dominio únicamente en las regiones donde se tengan los objetos que interactúen con el caso de estudio. El último paso es definir el tamaño de esta segunda malla para ver la interacción que tendrá con la malla del dominio y remover mallado innecesario donde no se tenga interacción entre los objetos y el dominio. Esto se logra con un programa llamado “Ogen” incluido en la paquetería de Overture.

Para el tamaño del dominio así como el tamaño de la malla se utilizaron los valores reportados en [5] y [6]. En coordenadas cartesianas el tamaño del dominio, en milímetros, en el eje X es de 550 que van desde la coordenada  $X_a = -200$  hasta  $X_b = 350$ , para el eje Y es de 50.8 que van desde la coordenada  $Y_a = -25.4$  hasta  $Y_b = 25.4$ . El tamaño de la segunda malla se aproxima al tamaño de la malla del dominio para evitar discontinuidad en las iteraciones entre punto y punto de la malla.

De la misma forma un remallado “*Adaptive mesh refinement (AMR)*”, es utilizado para redefinir la malla en las regiones cercanas a la onda de choque u otras regiones de flujo complejo, donde las propiedades del flujo sufren un cambio abrupto. Este remallado ayuda a optimizar tiempo de cómputo ya que las regiones donde no se tienen cambios abruptos en el flujo permanecen con el tamaño inicial a lo largo de la simulación.

Una vez que se tiene esto se revisa el mallado para verificar que no se tengan regiones de superposición en las cuales no hay interacción entre los objetos y el dominio, lo cual significaría tiempo innecesario de cómputo invertido. En la Figura 3.7 se muestra como quedó el mallado para el caso de esta tesis.

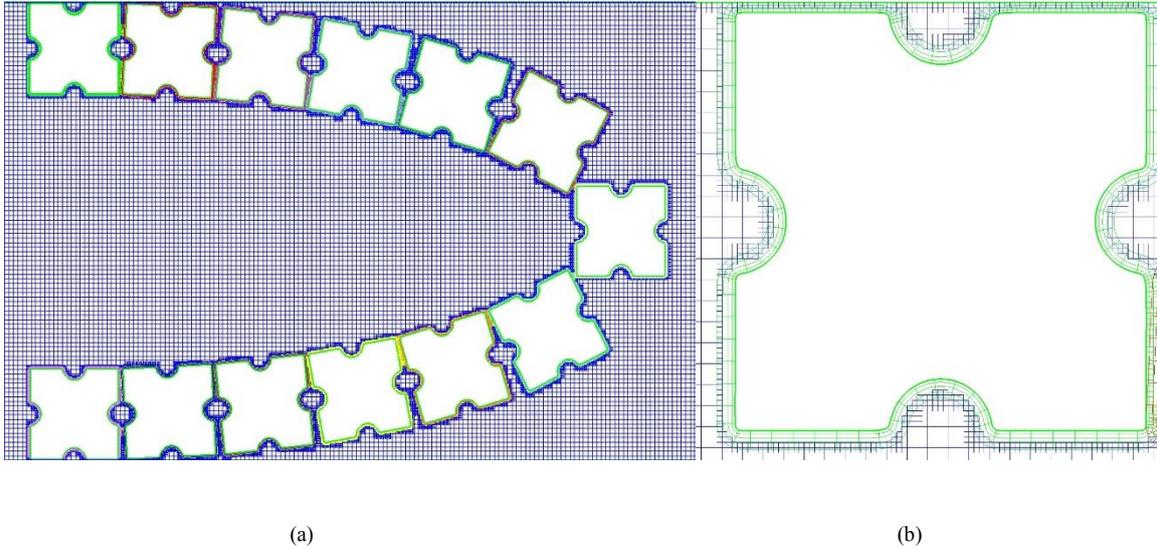


Figura 3.7 (a) Se muestra el mallado de los trece obstáculos colocados a lo largo de la espiral logarítmica. (b) Detalle la superposición de malla de uno de los obstáculos.

### 3.5.3 Definir condiciones iniciales y comenzar la simulación

El último de los pasos es comenzar a correr la simulación, para esto se necesita definir una serie de condiciones iniciales para generar un entorno controlado en el que se realizará la simulación. Como primer paso, utilizando la solución analítica de onda de choque normal (mostrada en el Capítulo 2 de esta tesis), se definen las condiciones iniciales tanto delante como detrás de la onda (propiedades físicas como presión, temperatura, densidad y velocidad). Los valores que se tienen que definir para realizar el cálculo analítico de las condiciones son el número Mach, la relación de calores específicos y la constante universal de los gases ideales. De la misma forma se definen las propiedades conocidas en la zona de baja presión (también conocida como presión delante de la onda de choque, generalmente esta zona se denota con un subíndice 1) como lo son la presión, la temperatura inicial, la velocidad y la densidad.

El fluido que se utiliza para la simulación es aire a nivel de mar con una temperatura de 21°C (temperatura promedio que mantiene el laboratorio donde se realizan las pruebas físicas). Por lo que las propiedades utilizadas son las siguientes.

$$\begin{aligned} \text{Ma} &= 1.2 & T_1 &= 294.15 \text{ [K]} \\ \gamma &= 1.4 & u_1 &= 0 \text{ [m/s]} \\ R &= 287.06 \text{ [J/kg}\cdot\text{K]} & r_1 &= 1.2 \text{ [kg/m}^3\text{]} \\ p_1 &= 101325 \text{ [Pa]} \end{aligned}$$

Donde:

- Ma [=] número Mach.
- $\gamma$  [=] relación de calores específicos.
- R [=] constante universal de los gases ideales.
- $p_1$  [=] presión delante de la onda de choque.
- $T_1$  [=] temperatura delante de la onda de choque.

$u_1$  [=] velocidad delante de la onda de choque.

$r_1$  [=] densidad delante de la onda de choque.

De igual forma se definen las condiciones de frontera, que para fines de esta simulación se toma como paredes con deslizamiento. Y por último se define el refinamiento de malla, en el cual se utilizó un nivel dos en este trabajo<sup>3</sup>.

Por último se colocaron dos sensores ( $p_1$  y  $p_2$ ) delante y detrás de nuestra zona de obstáculos para recolectar información del cambio de las propiedades físicas del fluido. En el sistema cartesiano que se utilizó, la localización de los sensores fueron:  $p_1$  (-100,0) y  $p_2$  (150,0).

Una vez definidas todas las condiciones iniciales y las de frontera, se da inicio a la simulación.

---

<sup>3</sup> Para más información acerca de los niveles de refinamiento de malla consultar la página de Overture “<http://www.overtureframework.org>”

## CAPÍTULO 4 “RESULTADOS”

En la Figura 4.1 se muestra una visualización computacional de la técnica schlieren, en la cual se observan los tres casos distintos, 535  $\mu\text{s}$  después de que la onda impacta por primera vez el primer par de obstáculos, y la ubicación de la onda transmitida y reflejada.

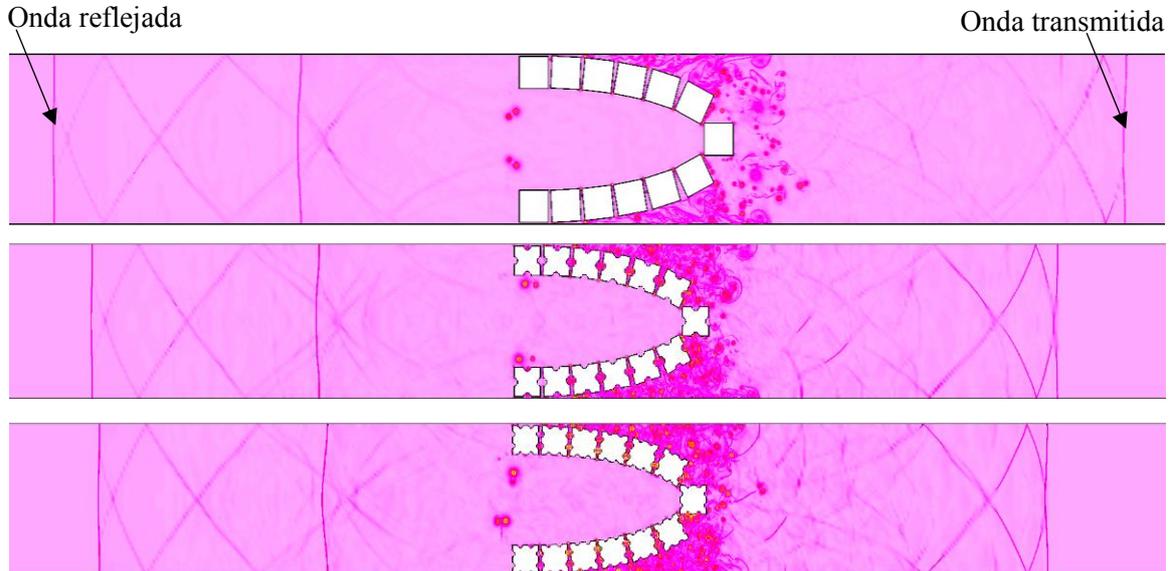


Figura 4.1 De arriba abajo: Superficie lisa, Superficie con una depresión y Superficie con dos depresiones. Visualización schlieren tomada en  $t = 535 \mu\text{s}$  después de que la onda impacta por primera vez a los obstáculos.

### 4.1 Análisis de resultados

En la Figura 4.1 se puede observar que conforme se agregan depresiones a la sección transversal de los obstáculos tanto la onda reflejada como la onda transmitida viajan una menor distancia, lo que significa que poseen menor velocidad y por lo tanto menor energía. Una parte de la onda es transmitida a través de los obstáculos, mientras que el resto es reflejada.

Los espacios entre los obstáculos cambian la dirección de parte de la onda incidente, desviándolo hacia las paredes del shock tube, es por eso que parte de la energía es perdida por disipación y otra parte por los vórtices generados. Conforme se fueron agregando depresiones a los obstáculos, más vórtices fueron generados en la parte posterior de los obstáculos, lo que disminuye la energía de la onda.

La presión adimensional es una presión que utilizaremos como medida de la eficiencia en la atenuación de la onda, para que esta pueda ser comparada con el trabajo previo y está definida como:

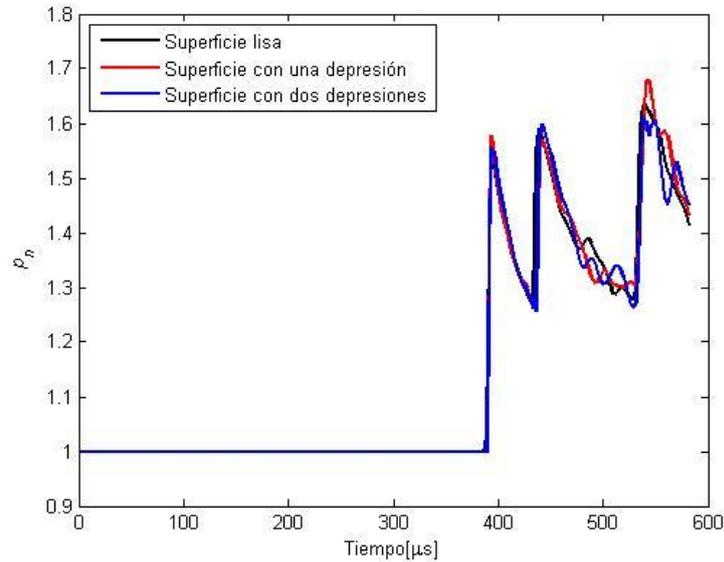
$$p_n = \frac{p - p_1}{p_2 - p_1} \quad (31)$$

Donde:

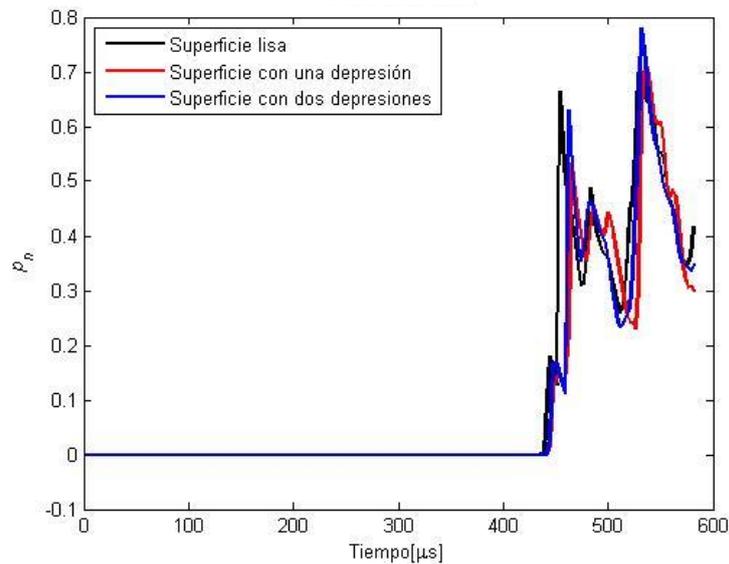
- $p_n$  [=] presión adimensional.
- $p$  [=] presión dimensional medida por los sensores.
- $p_1$  [=] presión baja, presión delante de la onda de choque.

$p_2$  [=] presión alta, presión detrás de la onda de choque.

En la Figura 4.2 se muestra la gráfica de la presión adimensional como función del tiempo medido para ambos sensores. Para todos los casos se tiene un salto de presión cuando la onda de choque alcanza el sensor.



(a) Onda reflejada



(b) Onda transmitida

Figura 4.2 Gráfica de la presión adimensional,  $p_n$ , en (a) sensor p1 ( $x, y$ ) = (-100,0) y (b) sensor p2 ( $x, y$ ) = (150,0), como función del tiempo para todos los casos.

Para el caso de la onda reflejada se observa un primer salto que es cuando la onda reflejada alcanza el sensor después de que la onda incidente impacta por primera vez los obstáculos, posteriormente, la mayor parte de la onda continua propagándose hasta que llega a la zona más profunda del arreglo de la espiral logarítmica (zona de focalización), donde se tiene una segunda reflexión y en la gráfica se genera un segundo salto de mayor magnitud en la presión.

La sobrepresión promediada en el tiempo así como el tiempo en que la onda alcanza los sensores son dos medidas que nos indican la eficiencia de las barreras de obstáculos. La sobrepresión promediada en el tiempo está definida como:

$$\bar{P} = \frac{\bar{p} - p_1}{p_2 - p_1} \quad (32)$$

Definiendo  $\bar{p}$ , como:

$$\bar{p} = \frac{1}{\Delta T} \int_{t_0}^{t_f} p \, dt \quad (33)$$

Donde:

- $\bar{p}$  [=] sobrepresión promediada en el tiempo
- $p$  [=] presión dimensional medida por los sensores.
- $t_f$  [=] tiempo cuando deja de recolectar datos el sensor.
- $t_0$  [=] tiempo cuando comienza a recolectar datos el sensor.
- $\Delta T$  [=]  $t_f - t_0$ .

En la Tabla 4.1 se muestran los resultados de las tres simulaciones, Superficie lisa “SL”, Superficie con una depresión “SUD” y Superficie con dos depresiones “SDD”. Los subíndices  $r$  y  $t$  denotan la onda reflejada y onda transmitida respectivamente. En la tabla los valores de  $t$  nos indican el tiempo en el que la onda alcanza los sensores y comienzan a recolectar datos. Mientras más grande sean los valores de  $t$  y más pequeños sean los valores de  $\bar{P}$ , significará que los obstáculos han trabajado de forma más eficiente.

**Tabla 4.1** Comparación de la sobrepresión promediada en el tiempo.

Caso	$\bar{P}_r$	$\bar{P}_t$	$t_r$ [ $\mu$ s]	$t_t$ [ $\mu$ s]
SL	1.47	0.45	393	436
SUD	1.48	0.42	396	439
SDD	1.47	0.43	396	439

Posteriormente el impulso también fue calculado para dos intervalos de tiempo distintos para ambos casos, onda reflejada y onda transmitida, como se muestra en la Tabla 4.2. El impulso es calculado para el tiempo cuando la onda reflejada alcanza el sensor y solo la presión que es mayor a la presión inicial antes que la onda alcance al sensor, es la que se toma en cuenta. Las ondas transmitidas alcanzan en un tiempo mayor, es por eso que los intervalos que se utilizan para las dos ondas son distintos.

**Tabla 4.2** Impulso,  $I$ , calculado para la onda reflejada y la onda transmitida para tres intervalos de tiempo distintos. Las unidades son Pa·s (Pascuales por segundo). Los subíndices indican en que tiempo en  $\mu$ s fue calculado el impulso.

Caso	Onda reflejada			Onda transmitida		
	$I_{55}$	$I_{110}$	$I_{165}$	$I_{40}$	$I_{80}$	$I_{120}$
SL	1.22	2.39	3.61	0.69	1.44	2.65
SUD	1.25	2.37	3.64	0.53	1.32	2.43
SDD	1.27	2.40	3.61	0.59	1.31	2.47

## CAPÍTULO 5 “CONCLUSIONES”

El trabajo presentado en esta tesis se simuló el comportamiento de una onda de choque normal después de chocar contra un arreglo de obstáculos, que en trabajos previos mostró la habilidad de reducir los efectos no deseados de las ondas de choque, disminuyendo su energía. La variación en la configuración de la sección transversal de los obstáculos colocados a lo largo de una espiral logarítmica, logró mejorar los resultados obtenidos con anterioridad.

Como primer punto podemos rescatar el hecho de que la onda viaja una menor distancia para ambos casos, onda transmitida y onda reflejada. De igual forma para la configuración de una sola depresión la sobrepresión promediada en el tiempo para la onda transmitida es mucho menor. Lo mismo ocurre con la segunda configuración, sin tener variación la primera con respecto de la segunda. Para el análisis de la onda reflejada se puede concluir que no hay un gran efecto para el análisis de la sobrepresión promediada en el tiempo, pero de igual forma el retraso en el tiempo que presenta, es un indicador que este arreglo de depresiones funciona mejor.

Analizando el impulso de la onda transmitida, podemos observar que la configuración con una depresión y dos depresiones tienen valores por debajo del caso de la superficie lisa. El impulso es otro indicador que nos otorga información de la eficiencia de los obstáculos.

Con lo anterior podemos concluir que los arreglos con depresiones funcionan mejor que la superficie lisa para fines de atenuación de la onda transmitida y la reflejada. Por otra parte a la hora de manufacturar dichos arreglos el uso de material sería un 10% menor para la elaboración de la configuración con depresiones que aquella sin las mismas.

### 5.1 Trabajo a futuro

Para validar el modelo, actualmente se están realizando pruebas en el laboratorio de ondas de choque “Shock Wave Laboratory” de la Doctora Veronica Eliasson del departamento de Ingeniería Mecánica y Aeroespacial en la Universidad del Sur de California en Los Ángeles, Estados Unidos de Norte América.

Dicho prototipo físico cambia las dimensiones de la simulación aquí presentada, es por eso que en un trabajo conjunto con la Dra. Eliasson se están corriendo una nueva serie de simulaciones adecuando las dimensiones de la simulación con las del prototipo físico. Esto se realiza ya que la primera aproximación mediante simulación numérica mostrada en este trabajo de tesis mostro tener la habilidad de mitigar la transmisión y reflexión de ondas de choque.

## Referencias

- [1] R. T. Cole, «nationalgeographic.com,» [En línea]. Available: [http://images.nationalgeographic.com/wpf/media-live/photos/000/343/cache/lightning-arizona\\_34356\\_990x742.jpg](http://images.nationalgeographic.com/wpf/media-live/photos/000/343/cache/lightning-arizona_34356_990x742.jpg). [Último acceso: 10 08 2015].
- [2] A. Davidhazy, «nasa.gov,» [En línea]. Available: [http://www.nasa.gov/mission\\_pages/galex/20070815/f.html](http://www.nasa.gov/mission_pages/galex/20070815/f.html). [Último acceso: 10 08 2015].
- [3] E. J. Gay, «athlete.io,» [En línea]. Available: <http://athlete.io/4878/shockwave-nothing-more-nothing-less/>. [Último acceso: 10 8 2015].
- [4] R. Hammond, «news.bbc.co.uk,» [En línea]. Available: <http://news.bbc.co.uk/2/hi/sci/tech/8569953.stm>. [Último acceso: 10 8 2015].
- [5] Chaudhuri, A., Hadjadj, A., Sadot, O., Ben-Dor, G., «Numerical Study of Shock-wave Mitigation Through Matrices of Solid Obstacles,» *Shock Waves* 23:91-101, (2013).
- [6] Veronica Eliasson, Qian Wan, «Numerical Study of Shock Wave Attenuation in Two-Dimensional Ducts Using Solid Obstacles How to Utilize Shock Focusing Techniques to Attenuate Shock Waves,» *Aerospace*, 2, 203-221, (2015).
- [7] Inoue, O.; Takahashi, N.; Takayama, K., «Shock wave focusing in a log-spiral duct,» *AIAA J.* 31, 1150-1152, (1993).
- [8] Inoue, O.; Imuta, S.; Milton, B.; Takayama, K., «Computational study of shock wave focusing in a log-spiral duct.,» *Shock Waves* 5, 183-188, (1995).