



Titulació:

INGENIERÍA AERONÁUTICA

Alumno:

Francesc Boneu Pascual

Título PFC:

Estudio y validación de modelos de cavitación en un código de Mecánica de Fluidos Computacional

Director del PFC:

David del Campo Sud

Convocatoria de entrega del PFC:

Cuatrimestre de primavera - Junio 2012

Contenido de este volumen:

-MEMORIA-

Al meu avi, Josep.

Abstract

This Project deals with the study and validation of an implemented model of cavitation developed by Philip J.Zwart, Andrew G.Gerber and T.Belamri in CFD using ANSYS Fluent software. Several numerical simulations have been realized on venturi and orifice geometries for this purpose and results obtained have been compared with experimental results. Some model parametric values have been tested for a better resemblance to experimental data. Fluid materials used are water and air for the venturi and mineral oil and air for the circular orifice.

Índice general

ABSTRACT	IV
ÍNDICE GENERAL.....	VI
ÍNDICE DE FIGURAS.....	IX
ÍNDICE DE TABLAS	XI
CAPITULO 0. INTRODUCCIÓN.....	XII
0.1 Objetivo del proyecto.....	13
0.2 Justificación	14
0.3 Contenido.....	16
CAPITULO 1. CAVITACIÓN	17
1.1 Introducción a la cavitación	17
1.2 Fases de la cavitación	17
1.2.1 Formación.....	17
1.2.2 Crecimiento	21
1.2.3 Colapso	22
1.3 Tipos de cavitación.....	25
1.3.1 Según el grado de desarrollo	25
1.3.2 Según su morfología	25
1.4 Efectos de la cavitación	26
1.4.1 Vibraciones	26
1.4.2 Ruido.....	27

1.4.3	Daños materiales	27
1.4.4	Luminiscencia	28
1.4.5	Efectos beneficiosos	28
1.5	Cavitación en la naturaleza	29
1.6	Solubilidad del gas	29
CAPITULO 2. MECÁNICA DE FLUIDOS COMPUTACIONAL.....		31
2.1	Introducción	31
2.2	Esquema numérico.....	31
2.3	Discretización espacial.....	33
2.4	Discretización temporal.....	34
2.5	Modelo de turbulencia	35
2.6	Modelo multifase.....	37
2.7	Modelo de cavitación	41
2.8	Parámetros adimensionales.....	42
2.8.1	Número de cavitación.....	42
2.8.2	Número de Reynolds	43
2.8.3	Número de Strouhal	43
CAPITULO 3. CAVITACIÓN EN UN VENTURI 2D.....		44
3.1	Introducción	44
3.2	Mallado	45
3.3	Condiciones de contorno y cálculos preliminares	47
3.4	Influencia de la turbulencia y la compresibilidad en cavitación en un venturi 2D	49

3.5	Estudio de los parámetros del modelo de cavitación	52
3.6	Influencia del paso de tiempo	59
3.7	Comparación de los resultados con el modelo de cavitación de Schnerr & Sauer y resultados experimentales	61
3.8	Influencia del fluido usado en la fase principal.....	70
CAPITULO 4. CAVITACIÓN EN UN ORIFICIO CIRCULAR		76
4.1	Introducción	76
4.2	Mallado	77
4.3	Condiciones de contorno y cálculos preliminares	78
4.4	Estudio de los parámetros del modelo de cavitación.....	80
4.5	Influencia del paso de tiempo	88
4.6	Comparación de los resultados con el modelo de cavitación de Schnerr & Sauer y resultados experimentales	88
CAPITULO 5. PRESUPUESTO		97
CAPITULO 6. ANÁLISIS MEDIO-AMBIENTAL.....		98
CAPITULO 7. CONCLUSIONES.....		99
CAPITULO 8. BIBLIOGRAFÍA		101

Índice de figuras

<i>Figura 1. Diagrama $P - v$ de una sustancia pura.....</i>	<i>19</i>
<i>Figura 2. Esquema de una burbuja esférica en el seno de un líquido.....</i>	<i>22</i>
<i>Figura 3. Serie fotográfica en la que se muestra el colapso de una burbuja muy cerca de una frontera sólida [18].....</i>	<i>23</i>
<i>Figura 4. Serie fotográfica similar a la anterior pero con una distancia mayor entre el centro de la burbuja y la pared [18].....</i>	<i>24</i>
<i>Figura 5. Nube de cavitación [18].....</i>	<i>24</i>
<i>Figura 6. Cavitación de burbujas y estría</i>	<i>26</i>
<i>Figura 7. Cavitación de lámina y de nube. Fotos extraídas de http://www.unioviedo.es/Areas/Mecanica.Fluidos.....</i>	<i>26</i>
<i>Figura 8. A la izquierda, hélice dañada por el fenómeno de la cavitación. A la derecha, daño por cavitación de una turbina Francis. Fotos extraídas de http://www.originalpropshop.com.au/ y http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/thumb</i>	<i>28</i>
<i>Figura 9. Algoritmo de resolución para el método P-B [22]</i>	<i>32</i>
<i>Figura 10. Numeración de nodos y caras para el tipo de celda usada en el mallado [22]</i>	<i>33</i>
<i>Figura 11. Cotas del venturi 2D usado en las simulaciones. Todas las cotas son en milímetros.....</i>	<i>44</i>
<i>Figura 12. Ampliación de la zona central del venturi (foto superior), ampliación de la zona donde empieza la cavitación (izquierda) en que se aprecia una malla muy fina y ampliación de una zona más lejana a la garganta donde la malla es más basta (derecha).</i>	<i>46</i>
<i>Figura 13. Instantánea de la fracción de vapor en el venturi. $\sigma = 2,12$.....</i>	<i>51</i>
<i>Figura 14. Conjunto de gráficas. Simulaciones realizadas con una presión de salida de 45 kPa (línea roja), 55 kPa (línea negra) y 55 kPa sin modificar la viscosidad (línea verde).....</i>	<i>54</i>
<i>Figura 15. Conjunto de gráficas. Simulaciones realizadas con una presión de salida de 45 kPa (línea roja), 55 kPa (línea negra) y 55 kPa sin modificar la viscosidad (línea verde).....</i>	<i>57</i>

<i>Figura 16. Conjunto de gráficas. Simulaciones realizadas con una presión de salida de 45 kPa (línea roja), 55 kPa (línea negra).....</i>	<i>60</i>
<i>Figura 17. Conjunto de gráficas</i>	<i>63</i>
<i>Figura 18. Conjunto de gráficas. Modelo de cavitación de Schnerr & Sauer en rojo y modelo de cavitación de Zwart & Gerber & Belamri, en negro.</i>	<i>66</i>
<i>Figura 19. Comparación de diferentes modelos de cavitación y datos experimentales.....</i>	<i>67</i>
<i>Figura 20. Secuencia de imágenes del desprendimiento de la nube de vapor. Imágenes tomadas en pasos de tiempo de 2.10 – 3 segundos, $\sigma = 2,12$</i>	<i>70</i>
<i>Figura 21. de gráficas. Simulaciones realizadas con una presión de salida de 55 KPa para ambos fluidos.....</i>	<i>72</i>
<i>Figura 22. Conjunto de gráficas. Simulaciones realizadas con una presión de salida de 55 KPa.....</i>	<i>74</i>
<i>Figura 23. Cotas del orificio circular usado en las simulaciones. Todas las cotas son en milímetros....</i>	<i>76</i>
<i>Figura 24. Mallado del orificio</i>	<i>78</i>
<i>Figura 25. Conjunto de gráficas</i>	<i>83</i>
<i>Figura 26. Conjunto de gráficas</i>	<i>86</i>
<i>Figura 27. Conjunto de gráficas para $Re = 3000$.....</i>	<i>90</i>
<i>Figura 28. Conjunto de gráficas para $Re = 4000$.....</i>	<i>92</i>
<i>Figura 29. Comparación entre los dos modelos de cavitación para $Re = 3000$</i>	<i>94</i>
<i>Figura 30. Número de cavitación de formación y colapso en función del Reynolds. Experimentos de Yamaguchi, et al.[17] y simulaciones numéricas</i>	<i>95</i>
<i>Figura 31. Secuencia de imágenes del orificio a diferentes números de cavitación con $Re = 3000$....</i>	<i>96</i>

Índice de tablas

<i>Tabla 1. Propiedades y características del fluido y venturi 2D</i>	49
<i>Tabla 2. Parámetros utilizados</i>	52
<i>Tabla 3. Parámetros utilizados</i>	55
<i>Tabla 4. Comparación de resultados para $rnuc$ con $ts = 0,0002 s$, $Fvap = 60$ y $Fcond = 0,08$....</i>	58
<i>Tabla 5. Parámetros utilizados</i>	59
<i>Tabla 6. Cuadro resumen</i>	64
<i>Tabla 7. Valores de los parámetros utilizados para las simulaciones definitivas</i>	64
<i>Tabla 8. Propiedades y características del fluido</i>	79
<i>Tabla 9. Efecto de $rnuc$ en los resultados. $Fvap = 130$, $Fcond = 5.10 - 4$ con $ts = 0,0002$ segundos y $Re=3000$</i>	81
<i>Tabla 10. Parámetros utilizados</i>	81
<i>Tabla 11. Parámetros utilizados</i>	84
<i>Tabla 12. Datos obtenidos para $Re = 3000$ y $ts = 0,0002 s$</i>	87
<i>Tabla 13. Parámetros óptimos</i>	88
<i>Tabla 14. Cuadro resumen</i>	89
<i>Tabla 15. Valores de los parámetros utilizados para las simulaciones definitivas</i>	89
<i>Tabla 16. Números de cavitación experimentales</i>	91
<i>Tabla 17. Números de cavitación experimentales</i>	93
<i>Tabla 18. Coste de la licencia de Fluent</i>	97
<i>Tabla 19. Coste de la mano de obra</i>	97
<i>Tabla 20. Coste total del proyecto</i>	97

Capítulo 0. Introducción

La cavitación es un fenómeno que puede llegar a ser un gran inconveniente y a causar graves problemas en mecanismos y piezas. Ocurre en el seno de un fluido cuando la presión es menor a la presión de vaporización característica del líquido y parte de éste se vaporiza.

Se puede desglosar en tres fases. Formación de la cavitación, crecimiento de burbujas de vapor y su posterior colapso cuando la presión es superior a la presión de vaporización del líquido. Es en esta última fase, cuando se producen una gran diversidad de efectos químicos y físicos muy complejos en el fluido debido a la gran cantidad de energía liberada en el proceso de colapso de las burbujas.

Se llama corrosión por cavitación a la degradación que sufren los materiales debido a esa gran cantidad de energía liberada. Sin un buen estudio preliminar o un buen mantenimiento posterior, una gran cantidad de mecanismos, a lo largo de su vida útil podrían ser dañados o destruidos sin causa aparente y muchas veces, según su finalidad, podrían comprometer seriamente la seguridad humana.

Los elevados costes de mantenimiento de los mecanismos o piezas industriales así como también la seguridad y otros objetivos militares e incluso estéticos, ha llevado a la comunidad científica al estudio del fenómeno y al desarrollo de varios modelos numéricos de cavitación para poder simular y, consecuentemente, poder predecir su comportamiento e intensidad y las consecuencias que eso comporta.

A pesar de la enorme dificultad numérica y física que existe para expresar la gran complejidad de procesos que ocurren en el fenómeno de la cavitación, en los últimos años ha habido un gran avance y se han desarrollado numerosos modelos de cavitación cuyos resultados son aceptables. El enorme crecimiento de la informática y los avances que ha habido en potencia de cálculo también han favorecido a la creación de modelos de cavitación cada vez más complejos.

El primer modelo para intentar simular el complicado fenómeno de cavitación fue llevado a cabo por Furness & Hutton [1]. Este modelo solo era capaz de simular las primeras etapas del fenómeno pero resultaba imposible simular desprendimientos periódicos de la nube de vapor debido a la múltiple división de estructuras de vapor y al rápido fenómeno de vaporización y condensación.

15 años después, se propuso una aproximación alternativa tratando el fluido bifásico como un fluido homogéneo compuesto por una mezcla de fase líquida y vapor y despreciando la posible velocidad relativa entre las dos fases, lo que comporta a un fluido monofásico cuya densidad media puede variar en un amplio rango desde líquido puro hasta vapor puro.

Así pues en 1990, Delannoy & Kenny [2] trataron esta aproximación proponiendo una formulación que ligara fuertemente la densidad media con la presión estática a través de una ley barotrópica. Este tipo de modelo fue aplicado durante 10 años por otros investigadores usando diferentes leyes barotrópicas: Song & He [3], Shin & Itohagi [4], Ventikos & Tzabiras [5].

Casi paralelamente, Kubota & Kato & Yamaguchi trataron esa aproximación con una formulación que relacionara la evolución de la densidad con el movimiento de las burbujas en el fluido [6]. Se consideraba el número de burbujas fijo y conocido, geoméricamente esféricas y entre ellas existe una cierta separación. Además, se usa la ecuación de Rayleigh-Plesset para determinar su evolución temporal. Más tarde, investigadores como Chen & Hesiter [7], Grogger & Alajbegovic [8], Bunnell & Heister [9] o Sauer & Schnerr [10], hicieron unos modelos más desarrollados a partir del de Kubota et al. [6].

Recientemente, otros autores han propuesto considerar un modelo alternativo que añada una ecuación de continuidad para la fracción de vapor y con términos de vaporización y condensación dados por leyes o datos empíricos con el objetivo de controlar la transferencia de masa entre las dos fases. Estos modelos siguen considerando un fluido homogéneo con velocidad relativa nula entre las dos fases y usan igualmente la ecuación de Rayleigh-Plesset para describir la evolución temporal de la nube de vapor en el fluido. Modelos similares, con pequeñas variaciones o mejoras introducidas han sido desarrollados por Shingal & Vaidya & Leonard [11], Merkle & Feng & Buelow [12], Senocak & Shyy [13], Zwart & Gerber & Belamri [14],... entre muchos otros.

0.1 Objetivo del proyecto

El objetivo principal del proyecto es la validación, a partir de datos experimentales, del modelo de cavitación desarrollado por Philip J.Zwart, Andrew G.Gerber y

T.Belamri [14], [15] en un código de Mecánica de Fluidos Computacional (CFD). Para alcanzar este objetivo, las siguientes tareas fueron propuestas:

- Familiarización del entorno de trabajo de Ubuntu.
- Aprender a usar ANSYS Fluent y sus características para el modelado de flujos y ANSYS Icem para el mallado.
- Programar funciones definidas por el usuario e introducirlas a Fluent.
- Estudiar profundamente el modelo de cavitación como también sus dependencias según la geometría estudiada y el fluido utilizado.
- Encontrar los parámetros óptimos del modelo de cavitación para obtener un resultado numérico aceptable.
- Comparar los resultados con otros modelos y datos experimentales.

0.2 Justificación

La cavitación es un fenómeno muy importante en la dinámica de fluidos y puede tener un efecto negativo muy importante en un gran número de mecanismos si no se tiene en consideración como pueden ser bombas hidráulicas, orificios, inyectores, álabes, etc. los cuales, se ven afectados (mayoritariamente) por ruido, vibración y estrés material que provoca la cavitación.

Estos efectos disminuyen la vida útil de los mecanismos que los reciben y si no se controlan, terminan degradando el material hasta que se produce la ruptura del mecanismo. Según qué tipo de mecanismo se trate y la función que desarrolle, podría llegar a provocar una catástrofe.

Para evitar que eso ocurra, se debe hacer un mantenimiento y observación constante de los puntos de los mecanismos donde se sabe que se produce la cavitación y previamente, se debe hacer un estudio para saber dónde ocurre la cavitación, de qué tipo de cavitación se trata, su intensidad y cómo intentar disminuirla o hacer que no se produzca mediante la modificación del diseño del mecanismo o las propiedades del fluido.

Este es el principal motivo por el que se han desarrollado algunos modelos de cavitación para CFD. Sin embargo, debido a la gran complejidad de los procesos

físicos y la complejidad numérica asociada a ella, sobretodo en la última fase de la cavitación, su uso en CFD para predecir fluidos con cavitación es bastante reciente.

La simulación y predicción numérica del fenómeno involucra una gran capacidad computacional debido a la complejidad real del mismo. Esto implica que uno rápidamente se deje llevar y opte por el uso y desarrollo de modelos de cavitación muy simplificados que usan una ley barotrópica, asumen un equilibrio termodinámico instantáneo y debido a su gran simplicidad, pueden implementarse en cualquier código CFD fácilmente [16].

No obstante, se ha optado por la validación de un modelo que tenga en cuenta efectos de no-equilibrio basándose en la ecuación de Rayleigh-Plesset y con parámetros fácilmente modificables para intentar ajustar los resultados numéricos proporcionados por el modelo de cavitación a la realidad. Así, se quiere poder predecir mejor y con mayor exactitud la cavitación en los elementos por el que circula un fluido en su interior y disminuir su intensidad y sus efectos negativos modificando la geometría del mecanismo o variando las propiedades del flujo.

Se han realizado numerosas simulaciones en modelos de cavitación con agua y se han comparado infinidad de resultados numéricos con datos experimentales, no obstante, no ha habido un estudio tan profundo de modelos de cavitación para la cavitación oleohidráulica.

Al igual que con el agua, en el aceite también se produce el fenómeno de la cavitación y es muy importante ya que hay infinidad de elementos industriales por los que en su interior circula aceite a cierta presión: bombas de engranajes, tuberías, cojinetes, circuitos oleohidráulicos,... Un buen modelo numérico para el estudio de cavitación en aceite es necesario debido a la gran importancia que tiene este fenómeno en todo tipo de maquinaria industrial como por ejemplo, la cavitación en el circuito neumático de un avión comercial. Por eso, es vital poder validar un modelo de cavitación que sea capaz de dar unos buenos resultados numéricos en cavitación con aceite.

La finalidad del proyecto es poder validar el modelo de cavitación desarrollado por Philip J.Zwart, Andrew G.Gerber y T.Belamri [14] con cavitación oleohidráulica. Para ello se empleará una primera geometría con agua en su interior, siguiendo el ejemplo de Zwart, et al. [14] para poder testear los parámetros del modelo. A continuación se quiere simular el experimento en aceite llevado a cabo por Yamaguchi, et al. [17] en otro tipo de geometría. Se desea obtener unos resultados

similares a los datos experimentales para poder validar y emplear el modelo de cavitación estudiado con total tranquilidad y seguridad en la simulación de fluidos con cavitación para un posterior diseño y fabricación de componentes o mecanismos industriales adecuado.

0.3 Contenido

En el primer capítulo se realiza la explicación del fenómeno de la cavitación en fluidos desglosándolo en tres fases: formación, crecimiento y colapso. Seguidamente se desglosa la cavitación y se comenta cada tipo. Además, se tratan los efectos que provoca y aplicaciones que tiene este fenómeno en la actualidad.

En el segundo capítulo se hace una breve introducción al CFD y se comenta el modelo de turbulencia empleado en las simulaciones así como las discretizaciones espacial y temporal. También se expone la base teórica y matemática del modelo de cavitación y se comentan algunos números adimensionales.

Una vez sentadas las bases de la cavitación y del modelo matemático, en el tercer capítulo se aplica dicho modelo al estudio de la cavitación en un venturi. Se describe el mallado usado en las simulaciones y los cálculos previos que se deben considerar. También se observa que los parámetros del modelo de cavitación influyen considerablemente a los resultados de las simulaciones y se realiza un estudio de los mismos para encontrar los parámetros óptimos. Finalmente, se comparan los resultados obtenidos con otros modelos de cavitación y con datos experimentales. Para finalizar, se reemplaza el agua por aceite mineral para determinar cómo el fluido afecta al modelo.

En el siguiente capítulo, se utiliza un orificio circular como objeto de estudio para el modelo de cavitación usando aceite mineral. Se estudian nuevamente las dependencias del modelo y sus parámetros y se comparan con los obtenidos en el venturi. Una vez realizado el estudio completo, se comparan los resultados de las simulaciones con datos experimentales.

A continuación se realiza un pequeño estudio económico y se comentan también las implicaciones ambientales que lleva asociadas este proyecto.

Finalmente, en el último capítulo se resumen las conclusiones obtenidas durante todo el proyecto.

Capítulo 1. Cavitación

1.1 Introducción a la cavitación

La cavitación es un fenómeno en el que se forma una fase gaseosa (burbujas) en el seno de un líquido cuando la presión baja por debajo de la presión de vapor saturado del líquido. Dicha presión viene determinada para cada fluido y temperatura.

La fase gaseosa o secundaria del fluido puede estar compuesta por aire, vapor de agua o del propio líquido u otro gas disuelto en el líquido.

Posteriormente, esas burbujas de gas colapsan cuando la presión vuelve a aumentar hasta llegar de nuevo a una presión superior a la presión de saturación, momento en el que el fluido vuelve a estar formado únicamente por una fase líquida. La cavitación ocurre a temperatura constante.

Si el proceso se produce a presión constante, es decir, si la temperatura aumenta al mismo tiempo que la presión se mantiene, se llegará a un punto en el que parte de la fase líquida se volverá gaseosa. La temperatura a la que empieza a producirse este proceso se la llama temperatura de saturación del líquido y al proceso en sí se le llama ebullición. Este proyecto pero, se va a centrar solo en la cavitación por lo que todas las simulaciones se han hecho a temperatura ambiente constante.

La cavitación suele ser un fenómeno indeseable ya que la formación de burbujas disminuye la eficiencia de mecanismos como hélices, motores, bombas de agua,... y la energía liberada en su implosión provoca ruido, vibraciones, desgaste y corrosión de los materiales.

1.2 Fases de la cavitación

1.2.1 Formación

La base del proceso de cavitación es el cambio de fase de una sustancia pura. Es obvio que las sustancias existen en fases diferentes, por ejemplo, a temperatura y presión ambiente el cobre es un sólido, el mercurio un líquido y el nitrógeno un gas.

En otras condiciones estas fases pueden variar. Aunque hay tres fases principales (sólida, líquida y gaseosa), una sustancia puede tener varias fases dentro una principal. El carbono existe como grafito o diamante en la fase sólida y el hielo puede existir con siete fases diferentes a presiones elevadas.

Nos centraremos solo en el cambio de fase líquida a vapor y viceversa. La Figura 1 muestra el diagrama típico $P - v$ de una sustancia pura. Si la sustancia se encuentra en la región de líquido comprimido significa que dicha sustancia existe en fase líquida, es decir, que no está a punto de evaporarse.

Siguiendo la isoterma T_1 , a medida que se va bajando la presión se alcanzará un punto de la línea de líquido saturado. Justo en ese punto, la sustancia sigue siendo líquida pero una pequeña disminución de presión hará que parte de la fase líquida se vaporice. Un líquido que está a punto de evaporarse se le llama líquido saturado.

Una vez empieza la evaporación, la presión permanecerá constante durante todo el proceso de cambio de fase si la temperatura se mantiene constante. Siguiendo la isoterma T_1 , cuando esté a la mitad de la línea de evaporación, querrá decir que hay la misma cantidad de líquido y vapor. Cuando se llega a la línea de vapor saturado, solo hay una fase gaseosa pero cualquier aumento de presión causará que una parte se convierta en líquido otra vez. Un vapor a punto de condensarse se le llama vapor saturado.

Si la sustancia se encuentra en la región de líquido sobrecalentado significa que dicha sustancia está compuesta únicamente por una fase gaseosa.

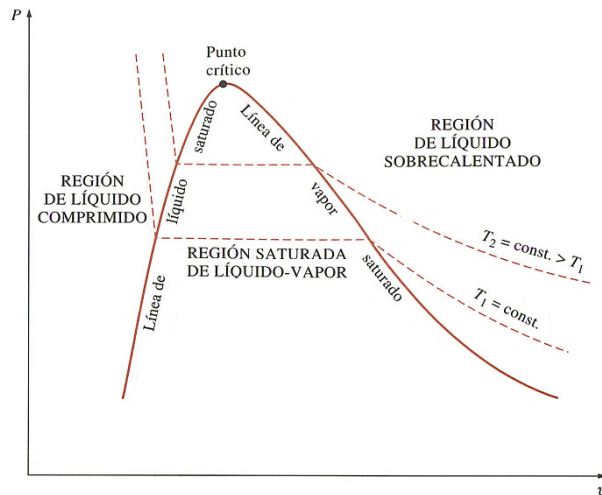


Figura 1. Diagrama $P - v$ de una sustancia pura

La cavitación empieza a formarse cuando la fase líquida empieza a evaporarse o bien cuando aire u otro gas disuelto en el líquido sale por difusión.

Aunque teóricamente la cavitación debería empezar a formarse cerca del punto de líquido saturado, experimentos realizados muestran que no es del todo correcto y se atribuye a la tensión superficial del líquido [18].

La tensión que puede llegar a soportar un líquido es muy grande pero existen huecos microscópicos en el líquido causados por movimientos térmicos que pueden constituir el núcleo necesario para la ruptura y crecimiento de burbujas macroscópicas. A eso se le conoce como una nucleación homogénea. Estos núcleos reducen localmente la tensión superficial teórica del líquido a valores bajos, experimentalmente medidos, y la cavitación empieza a formarse.

Se llama nucleación heterogénea cuando la nucleación se encuentra entre el líquido y un sólido o entre el líquido y pequeñas partículas suspendidas en él o debido a la existencia de aire u otro gas contaminante disuelto en el líquido. Estos puntos o partículas actúan como núcleos donde empieza a formarse la cavitación ya que son concentradores de tensiones en los que la tensión superficial del líquido es localmente mucho menor.

Otro tipo de contaminación puede ser la radiación cósmica ya que una colisión entre una partícula de alta energía con una molécula del líquido puede depositar suficiente energía como para poder iniciar la nucleación en ese punto.

Consideramos un líquido newtoniano y estacionario de densidad ρ_l , campo de velocidades $u_i(x_i)$ y presión $p(x_i)$. Se define también U_∞ y P_∞ como la velocidad y la presión de referencia aguas arriba del fluido sin perturbar. Las ecuaciones del movimiento son tales que cambiando la presión de referencia involucra un cambio en la presión de todo el campo fluido. Así el coeficiente de presión es:

$$C_p(x_i) = \frac{p(x_i) - p_\infty}{\frac{1}{2} \rho_l U_\infty^2}$$

Habrà algún punto en el campo fluido en el que este coeficiente será mínimo, $C_{p_{min}}$.

Los efectos viscosos vienen caracterizados por el número de Reynolds. Dada una geometría, $C_{p_{min}}$ depende solo del Reynolds en flujos estacionarios.

Se define el número de cavitación como:

$$\sigma = \frac{p_\infty - p_v(T_\infty)}{\frac{1}{2} \rho_l U_\infty^2}$$

$p_v(T_\infty)$ es la presión de vapor saturado del líquido a la temperatura de referencia T_∞ . El número de cavitación es un número adimensional y da una idea de lo cerca que se encuentra la presión del fluido a la presión de vapor. El σ al que se observa que la cavitación empieza a formarse para un fluido particular se le llama número de cavitación de formación y se denota como σ_i . Si σ es menor que σ_i , el número de burbujas y su tamaño aumentarán. La cavitación será más intensa.

En el caso hipotético en el que el líquido no puede soportar ningún esfuerzo en el que las burbujas aparecen cuando la presión es exactamente la presión de vapor saturado, $\sigma_i = -C_{p_{min}}$. Sin embargo, influyen muchos factores que provocan que no sea así y se está investigando mucho sobre éstos debido a la importancia de determinar con exactitud σ_i , como pueden ser como ya se ha comentado anteriormente, la tensión superficial del líquido y la presencia de aire u otros contaminantes en el fluido entre otros.

Además, algunos parámetros deben ser controlados o medidos en los experimentos realizados como son σ , Re , T_∞ , la calidad del líquido, la rugosidad de las superficies sólidas y la turbulencia.

1.2.2 Crecimiento

Su crecimiento depende de la tensión superficial del líquido, inercia, viscosidad, densidad, presión del líquido, transferencia de calor o masa o de la combinación de estos factores. Se pueden distinguir tres tipos [18]:

- Cavitación gaseosa: Cuando la presión alrededor de la burbuja alcanza la presión de saturación, la burbuja crece por transporte de gas a través de la interfase. Este proceso acostumbra a ser lento si no hay efectos convectivos apreciables.
- Pseudo-cavitación: Cuando la burbuja crece por un cambio de presión pero sin variar su masa.
- Cavitación vaporosa: Cuando la presión alrededor de la burbuja alcanza la presión de vaporización. A diferencia del primer tipo de cavitación, este proceso es muy rápido debido a que la burbuja crece por la rápida evaporación de líquido a través de la interfase.

El crecimiento de una burbuja, siguiendo el correspondiente desarrollo matemático [18], viene dado por la ecuación de Rayleigh-Plesset generalizada:

$$R \frac{d^2R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{4\nu_L}{R} \frac{dR}{dt} + \frac{2\sigma}{\rho_l R_B} = \frac{P_B(t) - P_\infty(t)}{\rho_l}$$

O bien :

$$R \frac{d^2R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{2\sigma}{R_B} = \frac{P_B(t) - P_\infty(t)}{\rho_l}$$

Esta ecuación se ha obtenido considerando que no existe intercambio de masa a través de la interfase y que la temperatura $T_B(t)$ y presión $P_B(t)$ dentro la burbuja son uniformes. Además se ha considerado que la densidad del líquido ρ_l y viscosidad dinámica ν_L son constantes y uniformes aunque la compresibilidad del líquido puede ser importante para el colapso de las burbujas. También se ha considerado que existe una dispersión uniforme de burbujas en el líquido.

Además, nos hemos centrado en una sola burbuja esférica, Figura 2, que se encuentra en el seno de un líquido en calma y con temperatura T_∞ y presión $P_\infty(t)$

uniformes y conocidas lejos de ella. El radio de la burbuja es $R(t)$, tal y como se muestra en la Figura 2, donde t es el tiempo.

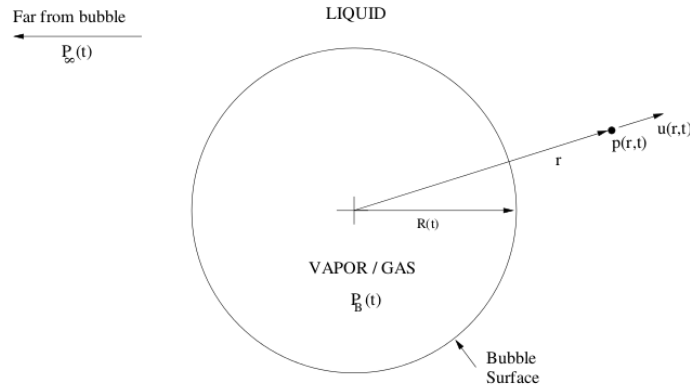


Figura 2. Esquema de una burbuja esférica en el seno de un líquido

$P_\infty(t)$ será una de las condiciones de contorno que impondremos para regular el crecimiento o colapso de las burbujas.

1.2.3 Colapso

Cuando dichas burbujas son transportadas por el fluido a zonas donde la presión es superior a la presión de saturación, colapsan y el fluido vuelve a su estado líquido. La dinámica de colapso de las burbujas es muy complicada y aun se está investigando pero se sabe que depende de muchos factores como por ejemplo la tensión superficial, la viscosidad y el contenido no condensable.

Cabe destacar que el modelo de Rayleigh-Plesset en el que se parte de una burbuja esférica raramente ocurre en la realidad. El desarrollo matemático que da con la ecuación de Rayleigh-Plesset se ha hecho bajo unas condiciones de simetría esférica para poder simplificar el problema general y analizar una gran variedad de casos con unos resultados bastante buenos y razonables. Pero de hecho, cualquier perturbación causa una distorsión de la burbuja y se ha demostrado que en el momento del colapso tiende a adoptar una forma ovalada y expulsa un micro-chorro a muy alta velocidad [18]. Los modelos de cavitación comerciales no tienen en consideración muchos de los fenómenos que ocurren en esta última etapa de la cavitación.

Las grandes aceleraciones y presiones generadas en la última etapa de colapso de las burbujas, debido a que se produce a altas velocidades [18] son las responsables del gran ruido generado y daño producido en los materiales de los elementos o componentes que están en contacto con el fluido. Se han observado velocidades de colapso de 250 m/s y presiones mayores a 1GPa.

También se ha observado que cuando una burbuja colapsa cerca de una frontera sólida, en la mayoría de los casos, el chorro de colapso va en dirección a la frontera y aun aumenta más la erosión del material. También se crea una onda de choque que es mayoritariamente la responsable del daño y vibraciones generadas. El proceso de colapso parece que difiere en las últimas etapas dependiendo de la distancia entre la pared y el centro de la burbuja. Se puede dividir en las siguientes etapas:

- Una burbuja inicial.
- La burbuja colapsa asimétricamente. La parte superior se mueve en sentido a la superficie sólida. La burbuja “se aplasta”.
- El líquido empieza a penetrar la burbuja por la parte superior y ésta adopta una forma ovalada.
- Se forma un micro-chorro en el centro de la burbuja y sale expulsado al exterior, en la mayoría de casos, hacia la superficie sólida.

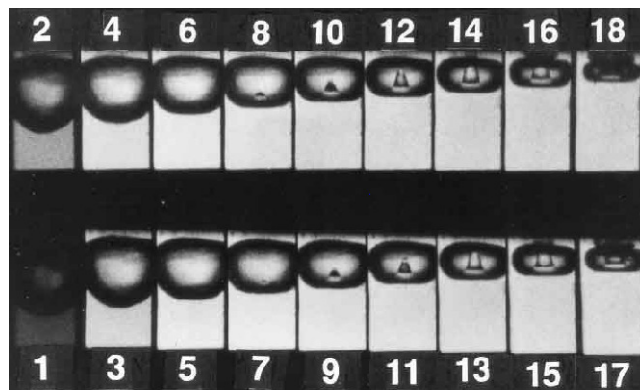


Figura 3. Serie fotográfica en la que se muestra el colapso de una burbuja muy cerca de una frontera sólida [18]

En la figura anterior se puede ver como en la foto 11, se forman dos burbujas de vórtices ovalados después de que el micro-chorro haya atravesado la burbuja

original. En las siguientes fotos se puede ver como el chorro impacta directamente contra la pared sólida.

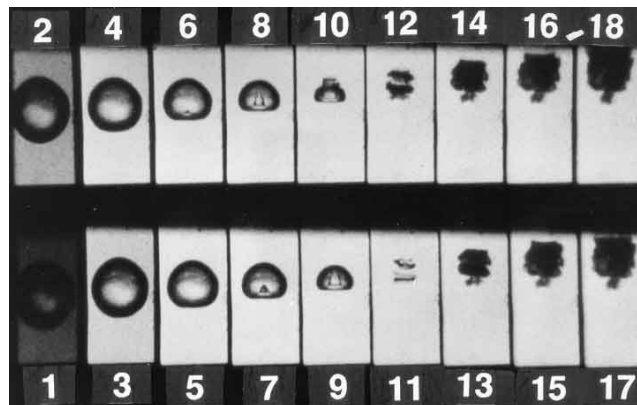


Figura 4. Serie fotográfica similar a la anterior pero con una distancia mayor entre el centro de la burbuja y la pared [18]

Además, se sabe que una nube de burbujas colapsa a una presión mucho mayor que a la que colapsa una única burbuja a causa de las interacciones internas entre burbujas que existen lo que provoca que la energía liberada en la implosión de las burbujas que la forman sea mucho mayor y provoque unos daños mayores a los materiales.

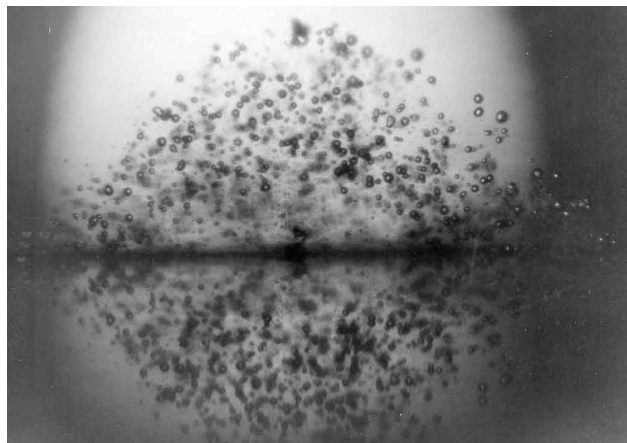


Figura 5. Nube de cavitación [18]

1.3 Tipos de cavitación

Se puede clasificar de muchas maneras distintas como por ejemplo según el régimen de flujo (cavitación gaseosa, pseudo-cavitación o cavitación vaporosa) que se han comentado en el apartado anterior o bien por el grado de desarrollo de la misma o bien según la forma de manifestarse macroscópicamente.

1.3.1 Según el grado de desarrollo

- Cavitación incipiente: debida a la disminución local de la presión en el seno de un líquido. Puede ser hidrodinámica, creada por depresiones locales debidas a la aceleración del fluido, o acústica, debida a ondas de presión transmitidas en el fluido.
- Cavitación desarrollada: etapa en la que se tiene un número de burbujas suficientemente elevado como para producir una modificación del campo hidrodinámico.
- Supercavitación: cuando se tiene una superficie sólida sumergida, la cavitación se extiende ocupando en su totalidad dicha superficie. El ejército militar ruso creó un torpedo que usaba la supercavitación para disminuir la viscosidad entre su superficie y el agua y así poder alcanzar grandes velocidades dentro del agua.
- Cavitación separada: etapa final de la cavitación, cuando está próxima a desaparecer. Se produce normalmente en las zonas de estela y tiene una importancia mucho menor a las anteriores.

1.3.2 Según su morfología

- Cavitación de burbujas aisladas: cuando el número de burbujas es muy denso, da lugar a la que se llama, nube de cavitación.
- Cavitación de lámina.
- Cavitación de vórtice: cuando regiones del fluido con vorticidad crean cavitación en su centro debido a las bajas presiones que existen en él.
- Cavitación de estría: es un tipo de cavitación de burbujas, en la que la nucleación se produce siguiendo una línea.

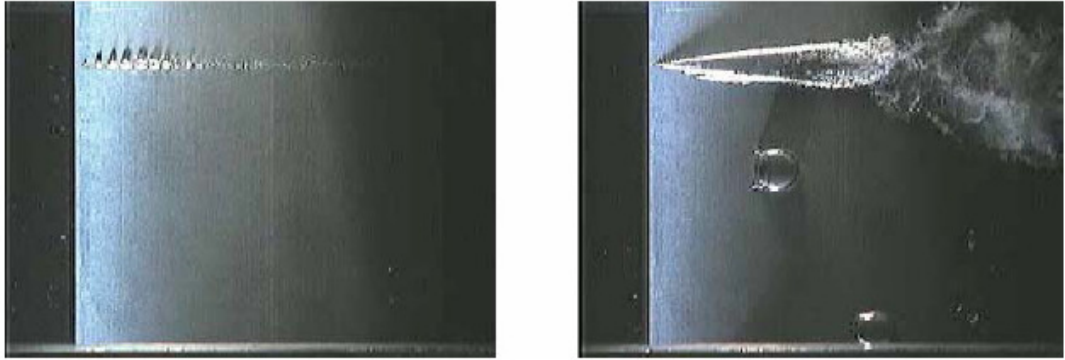


Figura 6. Cavitación de burbujas y estría

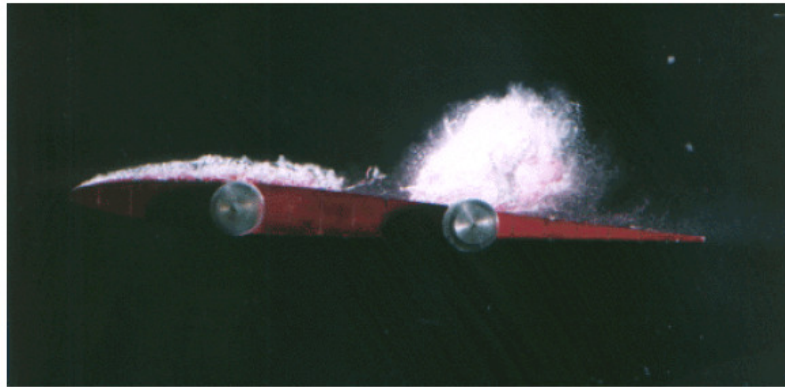


Figura 7. Cavitación de lámina y de nube. Fotos extraídas de <http://www.unioviado.es/Areas/Mecanica.Fluidos>

1.4 Efectos de la cavitación

1.4.1 Vibraciones

Debido a que la cavitación es un proceso transitorio en el que se generan muchas fuerzas, éstas inducen vibraciones a los elementos de su alrededor. Normalmente, son vibraciones de alta frecuencia y baja amplitud que no suponen un gran peligro a menos que esa frecuencia se encuentre cerca de una frecuencia natural de algún elemento que compone la estructura o de la estructura misma.

Hay que tener en cuenta que la resistencia a fatiga de los materiales y piezas que reciban vibración se verá afectada y hará disminuir su vida útil.

1.4.2 Ruido

Es una de las características más evidentes para detectar la presencia de cavitación. La mayoría de veces, la cavitación se detecta antes a través del ruido que visualmente. Hay métodos empíricos para detectarla como por ejemplo, según el espectro del ruido producido por la cavitación se sabe el grado de daño del material. Eso ayuda para saber cuándo hay que hacer un mantenimiento de las piezas.

El ruido es producido principalmente por la onda de choque que se produce cuando las burbujas son altamente comprimidas por la enorme presión que las rodea y colapsan.

1.4.3 Daños materiales

Tal y como se ha comentado en el apartado anterior, el proceso de colapso de las burbujas es un proceso violento en el que se generan ondas de choque y micro-chorros en el punto de colapso. Si éste se produce cerca de una superficie sólida, las intensas perturbaciones generadas provocan unas tensiones muy elevadas y localizadas en la superficie del sólido. Si estas cargas se repiten, debido a una multitud de colapsos de burbujas, pueden llevar a una fatiga local del material lo que conlleva a que el material se rompa o se degrade, es decir, puede llevar a una reducción notable de la vida útil del componente.

Visualmente, se detecta la cavitación porque se observan pequeñas cavidades en el material debido a la erosión y desgaste producida por el colapso de burbujas. Estas diminutas cavidades provocan un aumento de la turbulencia del fluido y crean grietas que actúan como nuevas zonas de nucleación lo que hace que la cavitación sea cada vez mayor y que por lo tanto, los daños que provoca sean también mayores. Además, estas pequeñas cavidades son puntos en los que se concentran tensiones residuales que hacen aumentar aún más la fatiga del material.



Figura 8. A la izquierda, hélice dañada por el fenómeno de la cavitación. A la derecha, daño por cavitación de una turbina Francis. Fotos extraídas de <http://www.originalpropshop.com.au/> y <http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/thumb>

1.4.4 Luminiscencia

Se cree que la altísima compresión y calentamiento adiabático que puede haber en los gases no condensables durante el colapso de las burbujas provocan unos procesos químicos que son los responsables de este fenómeno. Se han observado temperaturas de 5000K, 6000K e incluso superiores en tan solo unos pocos.

1.4.5 Efectos beneficiosos

Actualmente la cavitación es usada para diferentes aplicaciones como por ejemplo:

- Tratamientos anti celulitis y rejuvenecedores de piel.
- Romper piedras en el riñón a través de la creación de cavitación por ultrasonidos.
- Aplicaciones de limpieza de contaminantes o partículas no deseadas en la industria.
- Mezcla o homogenización de partículas suspendidas en un compuesto líquido como pinturas industriales o leche.
- Limpieza y purificación del agua ya que las condiciones tan extremas de la cavitación puede descomponer moléculas orgánicas y otras partículas contaminantes.

1.5 Cavitación en la naturaleza

En la naturaleza se pueden encontrar varios casos en los que la cavitación puede ser beneficiosa o perjudicial.

Un ejemplo es el camarón armado. Cerrando su gran pinza a alta velocidad, produce una pequeña nube de cavitación en la punta de su pinza que colapsa casi instantáneamente. En ese momento, se alcanzan puntualmente temperaturas de hasta 9000K generando al mismo tiempo un gran ruido que deja a la presa aturdida.

Sin embargo, los nadadores rápidos como los delfines no pueden nadar tan rápidamente como son capaces de hacerlo debido al gran daño que les produce el colapso de burbujas en sus aletas, llenas de terminaciones nerviosas. Los atunes en cambio, no pueden nadar tan rápido como podrían debido a la pérdida de eficiencia que provocan las burbujas al crear una fina capa de aire alrededor de sus aletas.

En las plantas, sobre todo si son altas, la disminución de presión producida por la evaporación del agua en la parte superior de los conductos que llevan el agua desde las raíces hasta las hojas puede provocar que el aire disuelto se libere en forma de burbujas provocando a veces la muerte de la planta o árbol. Es un caso de pseudo-cavitación ya que el líquido en sí no se ve afectado.

Otro caso de pseudo-cavitación es cuando forzamos una articulación del cuerpo expresamente o no. Los huesos no rozan unos contra otros si no que están separados por el líquido sinovial que actúa como lubricante. Al forzarse la articulación, la cápsula se dilata y el descenso de presión en el líquido es suficiente para que se libere el aire que lleva disuelto en él por difusión. La explosión de burbujas es la que produce el crujido de los nudillos y de otras articulaciones.

1.6 Solubilidad del gas

Un líquido tiene siempre disuelto en él una cierta cantidad de aire y otros gases. El volumen de gas disuelto en un líquido en el estado de saturación a una presión p viene dado por la ley de Henry:

$$V_G = V_L \alpha_V \frac{p}{p_0}$$

Donde V_G es el volumen de gas disuelto en el líquido, V_L el volumen líquido, p_o la presión atmosférica y α_V el coeficiente de Bunsen. Este coeficiente representa el volumen de gas respecto el volumen de líquido a 1 atmósfera y 273 K. este coeficiente depende muy poco de la viscosidad y temperatura.

Cuando la presión local es menor a la presión de saturación del líquido, el gas disuelto en el líquido sale por solución hasta que se alcanza un nuevo equilibrio que corresponde a la nueva presión. Este fenómeno se le llama pseudo-cavitación como se ha explicado en el capítulo 1.2.2. Mayoritariamente, el gas disuelto en el líquido es aire.

Además, a la presión de saturación del aire disuelto, las burbujas microscópicas empezarán a crecer por difusión del aire resultando en un tipo de cavitación llamado aireación. Por esta razón, es muy importante conocer el coeficiente de Bunsen del fluido con el que se trabaje.

Este tipo de cavitación es la dominante en los casos estudiados en este proyecto.

El coeficiente de Bunsen empleado en este proyecto para el agua es de 0,02 y para el aceite mineral es de 0,09. Debido a que el aceite tiene una mayor cantidad de aire disuelto en él, cuando ocurre la pseudo-cavitación, el aire es liberado mucho más rápido que la velocidad a la que se disuelve y es por eso que la cavitación en aceite es mucho más intensa que en agua.

Se ha estudiado el cambio de tamaño de una burbuja debido a la presión del aceite y temperatura. Estos estudios han demostrado que el proceso de solución de las burbujas de aire en el exterior es muy complicado y depende de muchos parámetros como por ejemplo el tipo de fluido y sus propiedades, agitación, grado de súper-cavitación o sub-cavitación,... [19], [20], [21]. Así, la ley de Henry es válida siempre bajo condiciones de laboratorio especiales ya que en la realidad, muchos factores contribuyen a modificar la cantidad de vapor disuelta en el líquido predicha.

Los dos efectos principales debido a aire disuelto en un líquido son el cambio de propiedades del fluido (resistencia a tracción, densidad, viscosidad,..) y la formación de cavitación ya que las pequeñas burbujas de aire actúan como núcleo, a partir del cual se desarrolla la cavitación.

Capítulo 2. Mecánica de fluidos computacional

2.1 Introducción

La mecánica de fluidos computacional (CFD) abarca una gran variedad de ejemplos, desde el estudio computacional de fluidos laminares, incompresibles y estacionarios hasta fluidos con turbulencia asociada, compresibilidad y de carácter transitorio. Además permite su cálculo en cualquier geometría 2D o 3D a partir de una buena malla y unas condiciones de contorno adecuadas. Entre muchas otras características, también permite el estudio de muchos fenómenos, algunos de ellos muy complicados como es por ejemplo, la cavitación.

Centrándonos en el proyecto, se estudiará el fenómeno de la cavitación en dos geometrías distintas, en un tubo venturi y en un orificio en 2D. En los dos casos, la malla es estructurada y se imponen unas condiciones de contorno. Se considera que no existe compresibilidad y en el caso del venturi, el fluido es turbulento.

En los siguientes apartados se resumen los modelos utilizados, El capítulo finaliza con el modelo de cavitación y los números adimensionales que van asociados comúnmente a la cavitación.

2.2 Esquema numérico

ANSYS Fluent se basa en un código de volúmenes finitos. Incorpora dos métodos, uno basado en la presión (P-B) y el otro basado en la densidad (D-B) [22].

En este proyecto se ha usado el P-B. En éste, el campo de presiones se obtiene resolviendo una ecuación o una ecuación corregida para la presión a través de la manipulación de las ecuaciones de continuidad y cantidad de movimiento.

ANSYS Fluent resuelve las ecuaciones de conservación, cantidad de movimiento y energía. Se usa una técnica basada en volúmenes de control finitos que consiste en:

- División del dominio en volúmenes de control discretos usando una malla.

- Integración de las ecuaciones gobernantes para cada volumen de control para construir un sistema de ecuaciones algebraico y sus variables.
- Linearización de las ecuaciones y solución del sistema de ecuaciones lineal.

Para este método, se ha usado un algoritmo de resolución acoplado. La diferencia principal entre un algoritmo de resolución segregado o acoplado es que en el segregado las ecuaciones gobernantes para cada variable se resuelven una detrás de otra, de forma secuencial, mientras que en el acoplado se resuelven todas al mismo tiempo con un sistema de ecuaciones.

Eso lleva a unas ventajas y desventajas entre uno y otro. Usando un algoritmo segregado, una sola ecuación linearizada se almacena en la memoria cada vez por lo que es más eficiente en este aspecto pero la convergencia en el acoplado es mucho más rápida ya que se resuelven todas las ecuaciones de una sola vez.

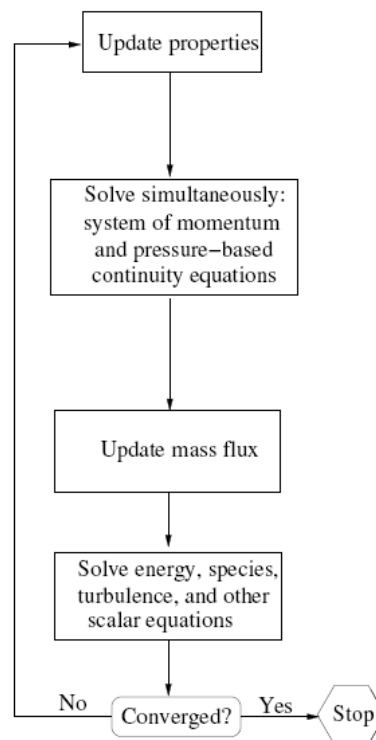


Figura 9. Algoritmo de resolución para el método P-B [22]

Además, el algoritmo segregado era incapaz de resolver la ecuación de continuidad en zonas donde había un gradiente de densidad grande.

2.3 Discretización espacial

Se ha escogido una malla estructurada ya que las geometrías de estudio son sencillas y la calidad y densidad de nodos es suficiente.

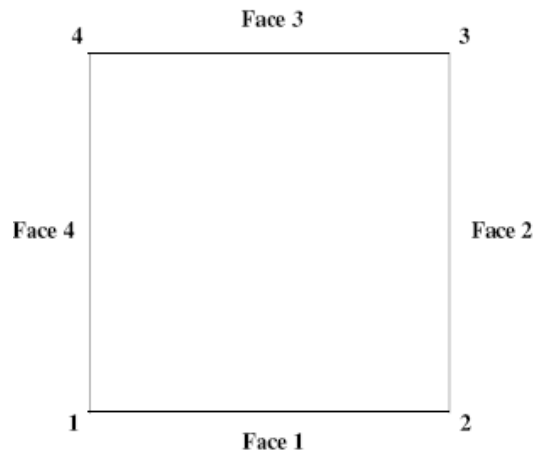


Figura 10. Numeración de nodos y caras para el tipo de celda usada en el mallado [22]

La ecuación de conservación para una magnitud física escalar desconocida (ϕ) en cada volumen discreto se resuelve usando una ecuación integral:

$$\int_V \frac{\partial \rho \phi}{\partial t} dV + \oint \rho \phi \vec{v} \cdot d\vec{A} = \oint \Gamma_\phi \nabla \phi \cdot d\vec{A} + \int_V S_\phi dV$$

donde ρ es la densidad, \vec{v} es el vector de la velocidad, \vec{A} el vector de superficie, Γ_ϕ es el coeficiente de difusión de ϕ , $\nabla \phi$ el gradiente de ϕ y S_ϕ es un término de fuente de ϕ .

Al considerarse un fluido bidimensional, el volumen de la celda es directamente su área. Considerando la discretización espacial mostrada en la Figura 10 y tratando el flujo de forma bidimensional, la discretización de la ecuación anterior dada una celda lleva a:

$$\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} V + \sum_f \rho_f \phi_f \bar{v}_f \cdot \vec{A}_f = \sum_f \Gamma_\phi \nabla \phi_f \cdot \vec{A}_f + S_\phi V$$

El subíndice f se refiere a la cara de la celda.

ϕ , es la variable escalar desconocida en el centro de la celda. No obstante, se requiere ϕ_f para los términos convectivos de la ecuación anterior que se obtienen interpolando los valores del centro de las celdas. La interpolación se lleva a cabo con el uso de varios esquemas, según el grado de precisión que se desee.

Se ha usado un esquema de interpolación de primer orden ya que se ha considerado que para la validación del modelo de cavitación sería suficiente y así poder ahorrar tiempo de computación siguiendo el ejemplo de Zwart, et al. [14].

En este esquema de interpolación se considera que la variable en el centro de la celda representa una media de la magnitud en todo su volumen y es la misma magnitud que toman todas sus caras.

Los términos de difusión de la ecuación anterior se calculan siempre con un esquema de segundo orden tal y como también comenta Zwart, et al. [14]. Se obtiene una precisión de un orden superior a través de una serie de Taylor.

$$\phi_f = \phi + \nabla \phi \cdot \vec{r}$$

Donde ϕ y $\nabla \phi$ es el valor de la magnitud escalar en el centro de la celda y su gradiente en la celda anterior, y \vec{r} es el vector de longitud desde el centro de la celda anterior a la cara f de la celda.

2.4 Discretización temporal

Se ha realizado la discretización temporal de forma implícita ya que la forma explícita no se puede usar para el esquema numérico usado (P-B) ni para fluidos incompresibles. Además, este tipo de discretización es muy estable respecto al paso de tiempo escogido.

El término transitorio de la ecuación anterior era:

$$\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} V$$

Se ha aplicado una discretización implícita de primer orden:

$$\frac{\gamma^{n+1} - \gamma^n}{\Delta t} = F(\gamma^{n+1})$$

Siendo γ una función cualquiera, y ya que el volumen de la celda se mantiene constante, el término transitorio anterior es:

$$\frac{\rho \phi^{n+1} - \rho \phi^n}{\Delta t} = \frac{\partial}{\partial t} (\rho \phi^{n+1})$$

Además, se ha considerado en las simulaciones que el fluido era incompresible, entonces:

$$\frac{\phi^{n+1} - \phi^n}{\Delta t} = \frac{\partial}{\partial t} (\phi^{n+1})$$

Para discretizar el término convectivo de la ecuación del apartado anterior, se ha usado una discretización de segundo orden:

$$\frac{3\gamma^{n+1} - 4\gamma^n + \gamma^{n-1}}{2\Delta t} = \frac{\partial}{\partial t} (\gamma^{n+1})$$

2.5 Modelo de turbulencia

La turbulencia solo se ha empleado para las simulaciones realizadas en el venturi. En el orificio, el Reynolds máximo para el que se tienen datos experimentales es de solo $5 \cdot 10^3$ por lo que se ha considerado que el flujo es laminar y no se ha empleado ningún modelo de turbulencia.

Una de las maneras más simples de simular la turbulencia es a partir de una media del Reynolds en las ecuaciones de Navier-Stokes (RANS) descomponiendo todas las variables en una parte que varía en el tiempo cuya media es nula, y otra parte media. Así por ejemplo la velocidad sería:

$$u_i(t) = U_i + u'_i(t)$$

Siendo U_i la velocidad media y u'_i las fluctuaciones temporales que sufre la velocidad respecto a esa velocidad media. Introduciendo esta descomposición a todas las variables en las ecuaciones de Navier-Stokes y haciendo la media, aparecen nuevas variables por lo que el sistema de ecuaciones necesita ecuaciones adicionales para poder ser resuelto.

Un modelo de turbulencia con 2 ecuaciones es suficiente y es el más simple. Éstos incluyen 2 ecuaciones adicionales de cantidad de movimiento que representan las propiedades de turbulencia del flujo.

Se ha usado el modelo de turbulencia $k - \varepsilon$ por ser un modelo simple y completo y con un coste de cálculo computacional bajo comparado con otros modelos y se ha comprobado su buen funcionamiento en geometrías como un venturi [14], [24], [25]. En este modelo una de las ecuaciones adicionales es la energía cinética turbulenta k que determina la energía que contiene la turbulencia y la segunda ecuación es la disipación de energía turbulenta por unidad de masa que determina el tamaño de la escala de la turbulencia, ε .

Conocidas las debilidades de este modelo, se ha usado una variante de éste llamada RNG $k - \varepsilon$ que presenta mejoras en su funcionamiento respecto al modelo de turbulencia estándar $k - \varepsilon$.

- Tiene un término adicional en la ecuación ε que mejora considerablemente la precisión.
- Para números de Prandtl turbulentos, se emplea una ecuación analítica en vez de constantes introducidas por el usuario.
- Permite modelar la turbulencia para Reynolds altos pero también para números de Reynolds bajos.

La base de todos los modelos de turbulencia con dos ecuaciones es la suposición de la viscosidad turbulenta de Boussinesq que dice que el tensor de tensiones es proporcional al gradiente de la deformación, S_{ij} .

$$\tau_{ij} = 2\mu_t S_{ij} - \frac{2}{3}\rho k \delta_{ij}$$

con

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right] \quad k = \frac{\overline{u'_i u'_i}}{2}$$

μ_t es la viscosidad turbulenta y para Reynolds altos se define como:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$$

Siendo C_μ una constante derivada de la teoría de la turbulencia RNG. $C_\mu = 0,0845$.

La definición del gradiente de disipación turbulenta es:

$$\varepsilon = 2\nu(S_{ij}S_{ij}) = \nu \left[\left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) + \left(\frac{\partial U_j}{\partial x_i} \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right]$$

La energía cinética turbulenta k y su gradiente de disipación ε se obtienen de las dos ecuaciones de cantidad de movimiento.

Se han usado las leyes de pared estándar para obtener el perfil de velocidades cerca de una superficie sólida.

2.6 Modelo multifase

En este apartado se desarrollaran las ecuaciones del modelo multifase usado en Fluent para el desarrollo de este proyecto [22]. Las ecuaciones del modelo de cavitación propuesto por Zwart et al. se muestran en el siguiente apartado.

Fluent permite escoger varios modelos multifase pero de todos ellos se ha escogido el *Mixture Model*.

El *Mixture Model* es un modelo multifase simplificado que permite estudiar flujos multifase homogéneos con fases moviéndose a la misma velocidad o a distinta velocidad, usando el concepto de velocidad de deslizamiento. Además, este modelo es un buen sustituto de modelos más complejos para cuando se desconocen las leyes físicas y químicas de la interfase entre las dos fases del fluido (líquido, gas) o cuando hay una amplia distribución de la fase secundaria. Éste modelo funciona igual de bien que modelos más complejos resolviendo un menor número de variables.

Puede modelar n fases resolviendo las ecuaciones de continuidad, cantidad de movimiento y energía para cada fase, la fracción de volumen para la fase secundaria y expresiones algebraicas para las velocidades relativas si las fases se mueven con velocidades distintas. Cabe comentar que, siguiendo el modelo de cavitación de Zwart-Gerber-Belamri en el que se considera que no hay velocidad de deslizamiento entre fases [14], no se expondrán las expresiones para el cálculo de velocidades relativas.

Debe tenerse en cuenta que asumiendo que el aire es la única fase vapor del fluido (ya que no se considera ni vapor de agua ni vapor de aceite), se está considerando únicamente el efecto de la aireación y no se es capaz de modelar el efecto por cavitación gaseosa. Esto se justifica si se tiene en cuenta que la cavitación empieza a partir de núcleos cuyos diámetros varían entre 10^{-7} - 10^{-5} metros y que crecen de forma explosiva al pasar por regiones donde la presión baja por debajo la presión de vapor y que, en la cavitación gaseosa su crecimiento viene determinado por el tiempo de difusión molecular, así que es mucho más lento que la aireación.

La ecuación de continuidad o conservación de la masa para cada fase α es:

$$\frac{\partial(r_\alpha \rho_\alpha)}{\partial t} + \frac{\partial(r_\alpha \rho_\alpha u_\alpha^i)}{\partial x^i} = \dot{S}_{M\alpha}$$

donde r_α es la fracción de volumen, ρ_α es la densidad, u^i son las componentes de la velocidad en cartesianas y $\dot{S}_{M\alpha}$ es el gradiente de transferencia volumétrica de masa de la fase α debido al proceso de transferencia de masa a través de la interfase en el proceso de cavitación. La ecuación de cantidad de movimiento para la fase α :

$$\frac{\partial(r_\alpha \rho_\alpha u_\alpha^i)}{\partial t} + \frac{\partial(r_\alpha \rho_\alpha u_\alpha^j u_\alpha^i)}{\partial x^j} = -r_\alpha \frac{\partial P}{\partial x^i} + \rho_\alpha r_\alpha g^i + \frac{\partial(r_\alpha \tau_\alpha^{ji})}{\partial x^j} + \dot{S}_{M\alpha} u_\alpha^i + \dot{S}_\alpha^i$$

Donde \dot{S}_α^i representa el gradiente volumétrico de cantidad de movimiento actuando sobre α por el proceso de transferencia de cantidad de movimiento a través de la interfase. Se asume que la presión P es la misma para todas las fases, g^i representa la aceleración debido a la gravedad y τ_α^{ji} es el tensor de esfuerzo viscoso de la fase α .

Según la ley de Stokes, el esfuerzo viscoso viene dado por:

$$\tau_{\alpha}^{ji} = \mu_{\alpha} \left(\frac{\partial u_{\alpha}^i}{\partial x^j} + \frac{\partial u_{\alpha}^j}{\partial x^i} \right)$$

Debido a que se asume que la resistencia de la interfase es muy grande (las dos fases no están mezcladas entre sí y la gravedad no tiende a separarlas), se puede simplificar el modelo diciendo que las dos fases que componen el fluido en cavitación se mueven a la misma velocidad y que por tanto, no existe una velocidad relativa entre ellas. Se dice que el fluido multifase es homogéneo.

Gracias a esta simplificación, la ecuación de continuidad para la fase α es:

$$\frac{\partial(r_{\alpha}\rho_{\alpha})}{\partial t} + \frac{\partial(r_{\alpha}\rho_{\alpha}u^i)}{\partial x^i} = \dot{s}_{M\alpha}$$

y, sumando la ecuación de cantidad de movimiento de cada fase, obtenemos la ecuación de cantidad de movimiento de la mezcla:

$$\frac{\partial(\rho_m u^i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_m u^j u^i)}{\partial x^j} = -\frac{\partial P}{\partial x^i} + \rho_m g^i + \frac{\partial \tau_m^{ji}}{\partial x^j}$$

En la que ρ_m y τ_m^{ji} son la densidad y el tensor de esfuerzo viscoso de la mezcla, respectivamente. Los términos de transferencia en la interfase no aparecen en esta ecuación debido a que son los mismos para cada fase pero de signo opuesto así que se anulan al hacer el sumatorio de todas las fases.

$$\rho_m = \sum_{\alpha=1}^N r_{\alpha}\rho_{\alpha} \quad \tau_m^{ji} = \mu_m \left(\frac{\partial u^i}{\partial x^j} + \frac{\partial u^j}{\partial x^i} \right)$$

μ_m es la viscosidad de la mezcla.

$$\mu_m = \sum_{\alpha=1}^N r_{\alpha}\mu_{\alpha}$$

Además, como se ha dicho en la ecuación de cantidad de movimiento de la mezcla, sabemos que la transferencia de masa y de cantidad de movimiento de una fase a otra a través de la interfase debe ser la misma por lo que:

$$\sum_{\alpha=1}^N \dot{s}_{M\alpha} = 0 \quad \sum_{\alpha=1}^N \dot{s}_{\alpha} = 0$$

Y finalmente, sabemos que las fases deben ocupar todo el volumen disponible:

$$\sum_{\alpha=1}^N r_{\alpha} = 1$$

La cavitación involucra una fase vapor ($\alpha = v$) y una fase líquida ($\alpha = l$) y sus gradientes de transferencia volumétrica de masa se relacionan como:

$$\dot{S}_{Mv} = -\dot{S}_{Ml} = \dot{S}_{Mlv}$$

Agrupando las ecuaciones, dan un sistema cerrado de $N + 4$ ecuaciones con $N + 4$ incógnitas, siendo N el número total de fases.

Podríamos reemplazar una de las ecuaciones de continuidad por el sumatorio de todas las ecuaciones de continuidad entre sus respectivas densidades:

$$\sum_{\alpha=1}^N \frac{1}{\rho_{\alpha}} \left(\frac{\partial r_{\alpha} \rho_{\alpha}}{\partial t} + \frac{\partial (r_{\alpha} \rho_{\alpha} u^i)}{\partial x^i} - \dot{S}_{M\alpha} \right) = 0$$

y, si todas las fases fuesen incompresibles, el término transitorio sería nulo y la ecuación anterior se podría interpretar como el requerimiento de divergencia de la velocidad para que haya un balance en la generación de volumen debido al cambio de fase. La ecuación quedaría reducida a:

$$\frac{\partial u^i}{\partial x^i} = \dot{S}_{lv} \left(\frac{1}{\rho_v} - \frac{1}{\rho_l} \right)$$

Esta ecuación junto con las ecuaciones continuidad, cantidad de movimiento y el sumatorio del volumen de todas las fases forman un sistema cerrado de 6 ecuaciones con 6 incógnitas u^i , P , r_l , r_v , ρ_l , ρ_v .

Además, debido a que en algunas de las simulaciones realizadas el flujo es turbulento, aparece un término adicional dentro del tensor de esfuerzos viscosos en la ecuación de cantidad de movimiento y las velocidades que aparecen en las ecuaciones son velocidades medias estadísticamente. Este nuevo tensor se modelará con una aproximación de la viscosidad turbulenta usando el modelo de turbulencia RNG $k-\varepsilon$ ya que aporta una serie de ventajas respecto al modelo $k-\varepsilon$ estándar, ya comentadas en el apartado anterior y es el modelo que se usa en el venturi ya que da unos mejores resultados numéricos [16], [24], [25].

2.7 Modelo de cavitación

El modelo descrito por Zwart, et al. [14] se basa en la ecuación que describe el crecimiento de una burbuja esférica en el seno de un fluido. Dicho crecimiento viene dado por la ecuación de Rayleigh-Plesset:

$$R_B \frac{d^2 R_B}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR_B}{dt} \right)^2 + \frac{2\sigma}{R_B} = \frac{P_v - P}{\rho_l}$$

En la que R_B representa el radio de la burbuja, σ el coeficiente de tensión superficial, P es la presión lejos de la burbuja, P_v la presión de saturación y ρ_l la densidad del líquido. Despreciando la tensión superficial y los términos de segundo orden, la ecuación resulta en:

$$\frac{dR_B}{dx} = \sqrt{\frac{2 P_v - P}{3 \rho_l}}$$

El gradiente de variación de masa de una burbuja es:

$$\frac{dm_B}{dx} = \rho_v \frac{dV_B}{dx} = \rho_v 4\pi R_B^2 \frac{dR_B}{dx} = 4\pi R_B^2 \rho_v \sqrt{\frac{2 P_v - P}{3 \rho_l}}$$

En la que ρ_v es la densidad del gas que se mantiene constante en cualquier punto. Si hay N_B burbujas por unidad de volumen, podríamos expresar la fracción de volumen de vapor como:

$$r_v = V_B N_B = \frac{4}{3} \pi R_B^3 N_B$$

Y el gradiente de transferencia de masa en la interfase total por unidad de volumen debido a la cavitación asumiendo crecimiento de burbuja (vaporización):

$$\dot{S}_{lv} = N_B \frac{dm_B}{dx} = \frac{3r_v \rho_v}{R_B} \sqrt{\frac{2 P_v - P}{3 \rho_l}}$$

Se puede generalizar para incluir condensación de la siguiente forma:

$$\dot{S}_{lv} = F \frac{3r_v \rho_v}{R_B} \sqrt{\frac{2|P_v - P|}{3 \rho_l}} \text{sign}(P_v - P)$$

Donde F es un coeficiente empírico. Para condensación el modelo funciona bien pero para vaporización el modelo se vuelve inestable y físicamente es incorrecto ya que, entre otras cosas, se ha considerado que las burbujas no interaccionan entre ellas y eso solo se podría asumir en las primeras etapas del fenómeno, cuando la burbuja crece a partir de un punto de nucleación. Teniendo en mente que la fracción de volumen de nucleación va disminuyendo a medida que aumenta la fracción de volumen de vapor, se ha reemplazado r_v por $r_{nuc}(1 - r_v)$.

Finalmente, el modelo generalizado es:

$$\dot{S}_{lv} = \begin{cases} F_{vap} \frac{3r_{nuc}(1 - r_v)\rho_v}{R_B} \sqrt{\frac{2P_v - P}{3 \rho_l}}, & P < P_v \\ F_{cond} \frac{3r_v \rho_v}{R_B} \sqrt{\frac{2P_v - P}{3 \rho_l}}, & P \geq P_v \end{cases}$$

donde F_{vap} y F_{cond} son coeficientes empíricos y r_{nuc} es la fracción de volumen de nucleación. Asumiendo que el volumen de aire disuelto en el líquido coincide con la ley de Henry a presión atmosférica, r_{nuc} podría tomar el valor del coeficiente de Bunsen. El aire disuelto en agua es del 2% y en aceite mineral es del 9%.

2.8 Parámetros adimensionales

Como ya se ha dicho, la cavitación en los fluidos se ve afectada por muchos factores y muy variables. Por ejemplo, la geometría del objeto o elemento en la que el fluido lo atraviesa, las propiedades del líquido y parámetros del mismo fluido afectan al fenómeno de la cavitación.

Así pues, para poder disminuir el número de soluciones y experimentos es necesario definir unos parámetros adimensionales.

2.8.1 Número de cavitación

El número de cavitación σ se ha definido en el apartado 1.2.1 como:

$$\sigma = \frac{P_{in} - P_v(T)}{1/2 \rho_{ref} U_{ref}^2}$$

Se recuerda que ρ_{ref} y U_{ref} es la densidad y la velocidad, respectivamente, del fluido aguas arriba no perturbado. $P_v(T)$ es la presión de vapor del líquido a la temperatura de trabajo y finalmente, P_{in} es la presión del fluido aguas arriba, sin perturbar.

Este número adimensional indica la intensidad de cavitación. Existe cavitación siempre que $\sigma_d < \sigma < \sigma_i$. σ_i es el número de cavitación que se tiene justo cuando la cavitación empieza a formarse y que depende de la geometría del cuerpo y el número de Reynolds. σ_d es el número de cavitación que existe cuando la cavitación desaparece por completo.

2.8.2 Número de Reynolds

Mide los efectos viscosos en el fluido.

$$Re = \frac{\rho_{ref} U_{ref} L_{ref}}{\mu_{ref}}$$

2.8.3 Número de Strouhal

Es un indicador del comportamiento oscilatorio de la nube de vapor y es característico para cada geometría. Se define como:

$$St = \frac{f L_{cav}}{V_{ref}}$$

donde L_{cav} es la longitud media de la nube de vapor en metros y f es la frecuencia de desprendimiento de dichas nubes en Hz.

Capítulo 3. Cavitación en un venturi 2D

3.1 Introducción

Para la validación del modelo de cavitación y sus parámetros, se han realizado varias simulaciones en un venturi 2D similar al usado en el modelo de validación de Zwart, et al. [14].

Se ha obtenido su geometría a partir de los datos geométricos proporcionados por Reboud et al. [24]. El tubo venturi converge con un ángulo de 18° y diverge con un ángulo de 8° respecto a la horizontal. La cuerda media, L_{ref} , es de 0,224 metros y la longitud en la garganta, en la entrada y en la salida del venturi en metros son, respectivamente:

$$D_{th} = 33,494 \cdot 10^{-3} \text{ m} \quad D_{in} = 1,49D_{th} \quad D_{out} = 3,27D_{th}$$

Suponiendo que tiene una sección cuadrada de 1 metro de profundidad, el valor de sus áreas corresponde al valor de sus respectivas longitudes, así pues:

$$A_{th} = 33,494 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2 \quad A_{in} = 1,49A_{th} \quad A_{out} = 3,27A_{th}$$

Agua líquida circula en su interior.

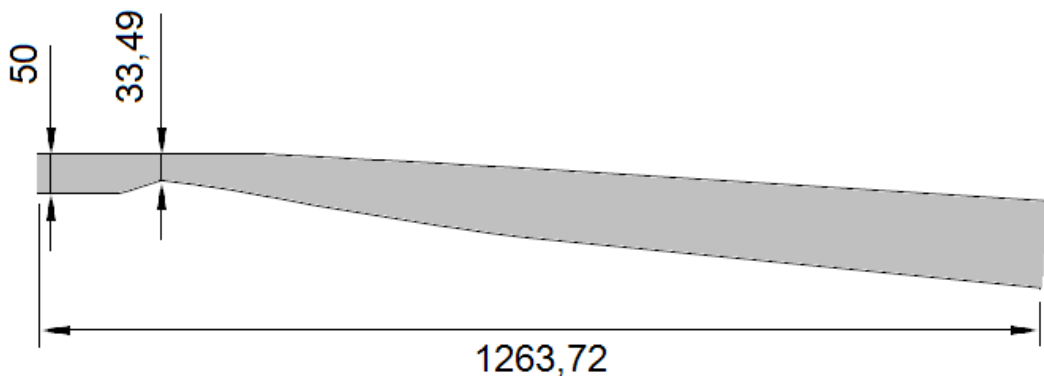


Figura 11. Cotas del venturi 2D usado en las simulaciones. Todas las cotas son en milímetros

Según las observaciones experimentales realizadas por Reboud et al. [23] el flujo en esta geometría se caracteriza por tener un comportamiento cíclico de cavitación inestable, con desprendimientos de nubes de vapor a una frecuencia casi constante. Cada ciclo se compone de las siguientes fases:

1. La presión en la garganta es menor que la presión de saturación del gas y el aire disuelto en el agua forma pequeñas burbujas por solución, aireación. La nube de cavitación, en contacto con la pared crece desde la garganta del venturi.
2. Se genera un chorro de re-entrada al final de la cavidad y fluye por la parte inferior del venturi hacia el extremo aguas arriba de la cavidad. Se ha visto que este chorro está compuesto únicamente por la fase líquida y es el responsable de la disminución de la viscosidad turbulenta [25]. La interacción de la cavidad con el chorro de re-entrada provoca que parte de la cavidad se desprenda.
3. La nube de vapor generada se expande a medida que el fluido la transporta hasta llegar a regiones en las que la presión local está por encima de la presión de saturación del vapor, donde colapsa.

3.2 Mallado

Se han hecho dos mallas diferentes para el venturi. Una malla basta, compuesta por 160x50 celdas ortogonales y otra mucho más fina de 1563x165 celdas.

Las dos mallas presentan una mayor densidad en la dirección principal del fluido. Se parte de una malla uniforme y se va haciendo cada vez más estrecha a medida que se acerca a la garganta. Antes de llegar a la garganta, la malla ya es muy fina y se conserva uniforme hasta cierta distancia para simular eficazmente la cavitación que se produce a partir de la garganta. Después la malla se va ensanchando hasta llegar a la salida del venturi ya que en la parte final no se produce cavitación y no hay necesidad de tener una malla tan fina. Computacionalmente sería demasiado costoso y sería innecesario.

En la dirección perpendicular al fluido, también se ha contraído la malla cerca de las paredes a lo largo de todo el venturi para obtener en el primer punto de la malla el parámetro adimensional y^+ de la capa límite entre 30 y 100 para poder usar las leyes estándar de la pared en la turbulencia. La malla es mucho más fina en la

pared inferior del venturi que en la superior para mejorar la precisión en el dominio de la cavitación.

El parámetro y^+ es adimensional. Es un indicador de la calidad de la malla para escoger una ley de pared u otra en Fluent. Las leyes de pared describen el perfil de velocidades de la capa límite cerca de una superficie sólida.

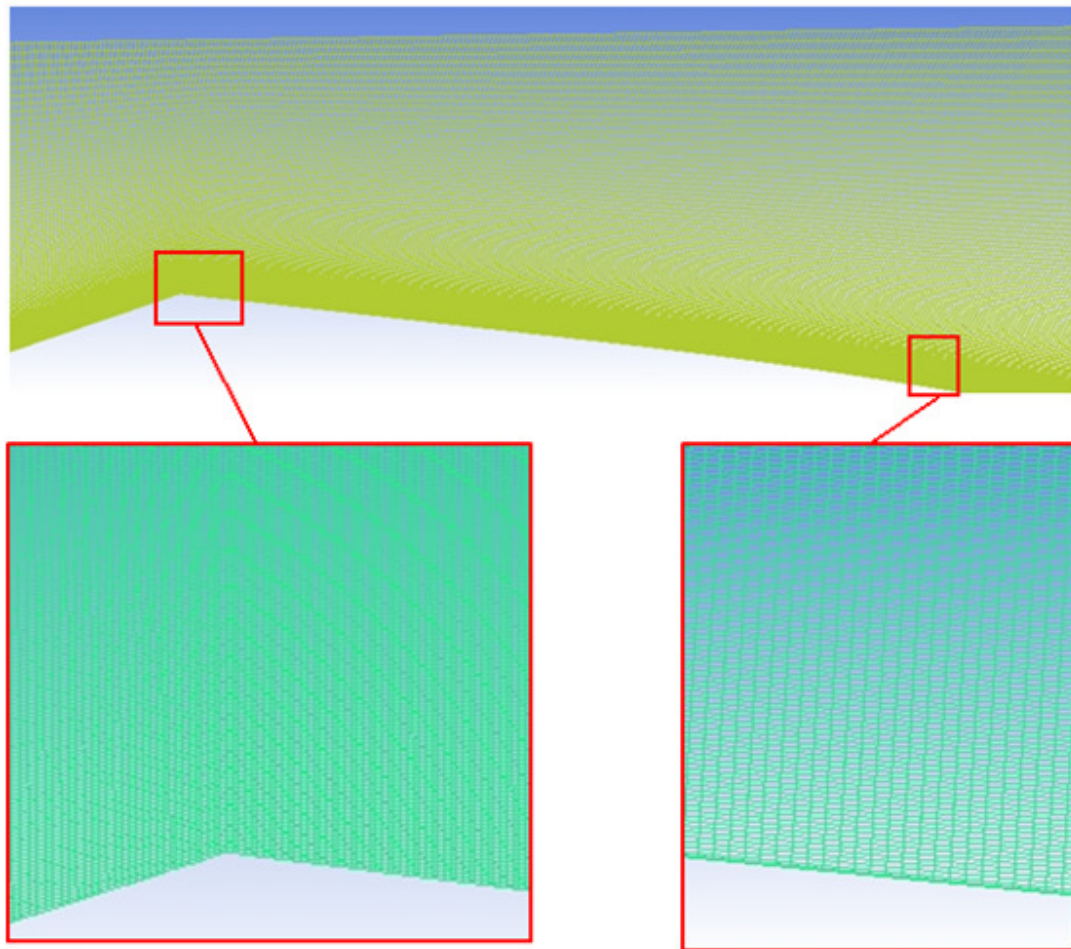


Figura 12. Ampliación de la zona central del venturi (foto superior), ampliación de la zona donde empieza la cavitación (izquierda) en que se aprecia una malla muy fina y ampliación de una zona más lejana a la garganta donde la malla es más basta (derecha).

Todos los resultados que se exponen a continuación se han obtenido con el mallado menos fino ya que se ha comprobado que los resultados obtenidos por una u otra malla eran idénticos o prácticamente idénticos. Gracias a eso, se ha conseguido una mayor rapidez computacional.

3.3 Condiciones de contorno y cálculos preliminares

Se impone un campo de velocidades constante, uniforme y perpendicular a la sección de entrada del venturi y un campo de presiones uniforme a la salida. A lo largo de las paredes, los modelos de turbulencia se asocian a las leyes de la pared estándar.

Para el modelo de turbulencia, Fluent nos pide la intensidad turbulenta y el diámetro hidráulico. El diámetro hidráulico se calcula en la entrada y en la salida como:

$$D_{hin} = 4 \frac{A}{P}$$

A es el área de la sección y P el perímetro. Para el venturi, cuya sección es rectangular queda como:

$$D_{hin} = 2 \left(\frac{A_{in}}{\delta + D_{in}} \right) \quad D_{hout} = 2 \left(\frac{A_{out}}{\delta + D_{out}} \right)$$

Siendo δ el espesor. Para el orificio de sección circular el diámetro hidráulico es:

$$D_{hin} = D_{in} \quad D_{hout} = D_{out}$$

Podemos aproximar el campo fluido como un flujo unidimensional y estacionario y bajo ciertas hipótesis podemos calcular los parámetros necesarios para la simulación numérica.

Así pues, sabemos que el gasto másico a la entrada y a la salida del venturi debe ser idéntico.

$$\dot{m}_{in} = \rho_{in} U_{in} A_{in} = \dot{m}_{out} = \rho_{out} U_{out} A_{out}$$

También suponemos que la densidad a la entrada es la misma que la densidad a la salida y corresponde a la densidad del líquido (experimentalmente y numéricamente se ha visto que es así). Entonces se obtiene:

$$U_{in} A_{in} = U_{out} A_{out}$$

La velocidad de entrada es una condición de frontera impuesta por el usuario así que podemos calcular la velocidad de salida fácilmente:

$$U_{out} = U_{in} \frac{A_{in}}{A_{out}}$$

Ahora se puede calcular el Reynolds usando el diámetro hidráulico como longitud característica y la velocidad de entrada impuesta o la de salida calculada a través de la ecuación de continuidad. Se asume que la viscosidad cinemática del fluido es la viscosidad del líquido en condiciones ambientes μ_{ref} , al igual que la densidad ρ_{ref} .

$$Re_{in/out} = \frac{\rho_{ref} U_{in/out} D_{h_{in/out}}}{\mu_{ref}}$$

Finalmente, se obtiene la intensidad turbulenta mediante la ecuación:

$$I(\%)_{in/out} = 100 * \left(0,16. Re_{in/out}^{-1/8} \right)$$

Se ha usado agua líquida a una temperatura de 288,16K como fase principal y aire a la misma temperatura como fase secundaria.

Todos los resultados expuestos para esta geometría y fluido se han obtenido introduciendo los siguientes parámetros:

Densidad fase principal (ρ_{ref})	998,2 kg/m^3
Densidad fase secundaria	1,225 kg/m^3
Viscosidad fase principal (μ_{ref})	0,001003 Pa.s
Viscosidad fase secundaria	1,7894. $10^{-5} kg/m^3$
Velocidad de entrada	7,2 m/s
Presión de vaporización	2000 Pa
Diámetro hidráulico a la entrada	0,09529252 m
Diámetro hidráulico a la salida	0,19759252 m

Intensidad de turbulencia a la entrada	2,98422 %
Intensidad de turbulencia a la salida	3,00489 %

Tabla 1. Propiedades y características del fluido y venturi 2D

Si no se indica, estos parámetros son los utilizados en todas las simulaciones del venturi 2D.

Primero se ha realizado una simulación estacionaria, imponiendo una presión a la salida suficientemente grande para evitar cualquier cantidad de vapor en todo el dominio. Luego, se ha realizado una simulación transitoria disminuyendo poco a poco la presión de salida a cada paso de tiempo hasta llegar al número de cavitación deseado. Entonces, éste es mantenido a lo largo de toda la simulación.

Según el criterio de convergencia de los residuos, se ha escogido un criterio de 10^{-4} ya que el error y el comportamiento transitorio parecen ser razonables y no difieren mucho de los que se obtienen con un criterio de 10^{-5} [26].

Todos los resultados obtenidos son una media debido a pequeñas diferencias en la presión de entrada para una presión de salida dada debido al comportamiento oscilatorio de la nube de vapor.

3.4 Influencia de la turbulencia y la compresibilidad en cavitación en un venturi 2D

Para el estudio de la cavitación en régimen transitorio se observa que los modelos estándar de turbulencia no funcionan correctamente para predecir el comportamiento oscilatorio del fluido [27]. También se ha observado su mal funcionamiento aplicando el modelo de cavitación descrito en el apartado anterior.

El problema es debido a que durante la cavitación se produce dos tipos de efectos. Unos casi estacionarios, que dependen básicamente de la forma de la nube de vapor que es casi idéntica en el tiempo y los otros son unos efectos transitorios que dependen de fenómenos como el ruido, efectos de compresibilidad, vibraciones, erosión, ... en los que el comportamiento inestable del fluido y su estructura bifásica influyen. El estudio y modelado del comportamiento inestable de la cavitación es esencial para obtener un buen resultado numérico.

En este proyecto, se ha usado el modelo de turbulencia propuesto por Reboud et al. [25].

La densidad del fluido homogéneo ρ_m se relaciona con la fracción de vacío α correspondiente a la densidad local del fluido:

$$\alpha = \frac{\rho_m - \rho_l}{\rho_v - \rho_l} \Rightarrow \rho_m = \alpha\rho_v + (1 - \alpha)\rho_l$$

Se ha usado el modelo de turbulencia k - ε RNG en Fluent ya que es un modelo preciso y seguro para una amplia variedad de fluidos con números de Reynolds altos y bajos. La viscosidad efectiva aplicada en las ecuaciones de Reynolds se define como:

$$\mu = \mu_t + \mu_l$$

La viscosidad turbulenta para la mezcla es:

$$\mu_{tm} = \rho_m C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$$

Este modelo está dedicado especialmente a fluidos incompresibles por lo que la compresibilidad solo se tiene en cuenta en las ecuaciones de turbulencia a través del cambio de densidad media. Los resultados numéricos obtenidos con este modelo divergen mucho de la realidad.

Según experimentos realizados, la nube de vapor que se crea justo pasada la garganta del venturi se desprende y es arrastrada aguas abajo por el fluido de forma periódica a determinada frecuencia dependiente del número de cavitación [23]. Sin embargo, las simulaciones dan unos resultados muy distintos.

La nube de vapor no se desprende para ningún número de cavitación ya que en ningún punto cerca de la pared la velocidad del fluido llega a ser nula o negativa y, además, la cantidad de vapor en el venturi tampoco se ajusta a los datos disponibles [24].

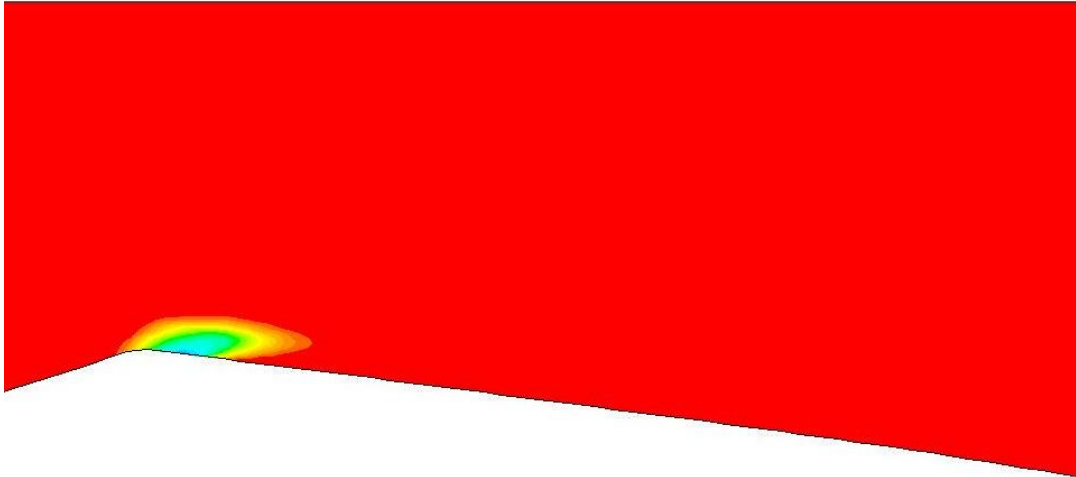


Figura 13. Instantánea de la fracción de vapor en el venturi. $\sigma = 2,12$

Tal y como se ve en la Figura 13, la nube de vapor permanece siempre en contacto con la pared. Ésta se expande y se contrae a una determinada frecuencia sin llegar nunca a desprenderse. Esta frecuencia tampoco se corresponde a la frecuencia observada de forma experimental.

Debido a esta divergencia, se ha realizado una modificación de la viscosidad turbulenta para que la simulación numérica se asemeje más a la realidad. La expresión modificada usada en las simulaciones reduce eficazmente la viscosidad turbulenta en las regiones mixtas provocando que, el perfil de velocidades del flujo cerca de la pared llegue a ser negativo y se produzca el desprendimiento:

$$\mu_{tm} = f(\rho) C_{\mu} \frac{k^2}{\varepsilon}$$

$$f(\rho) = \rho_v + (1 - \alpha)^n (\rho_l - \rho_v) \Rightarrow f(\rho) = \rho_v + \left(\frac{\rho_v - \rho_m}{\rho_v - \rho_l} \right)^n (\rho_l - \rho_v)$$

La función $f(\rho)$ se ha obtenido de forma experimental [25]. También se ha usado $n = 5$ en todas las simulaciones, siguiendo el ejemplo de Zwart et al. [14].

Según comenta Zwart [27], esta modificación de la viscosidad turbulenta parece añadida para esta geometría y no se puede considerar de forma universal. Si el flujo es laminar, el modelo de cavitación da unos resultados bastante buenos pero si hay turbulencia parece que no funciona tan bien y es por eso que se le añade esta modificación en este caso aunque comenta que con modelos de turbulencia DES o

LES en vez de los estándar (RANS), el modelo de cavitación parece que funciona bastante bien.

3.5 Estudio de los parámetros del modelo de cavitación

El modelo de cavitación descrito en el capítulo 2.7, tiene cuatro parámetros que se pueden modificar para ajustarlo. Son R_B , r_{nuc} , F_{vap} y F_{cond} .

Se ha realizado un estudio de dichos parámetros observando su influencia en los resultados de las simulaciones.

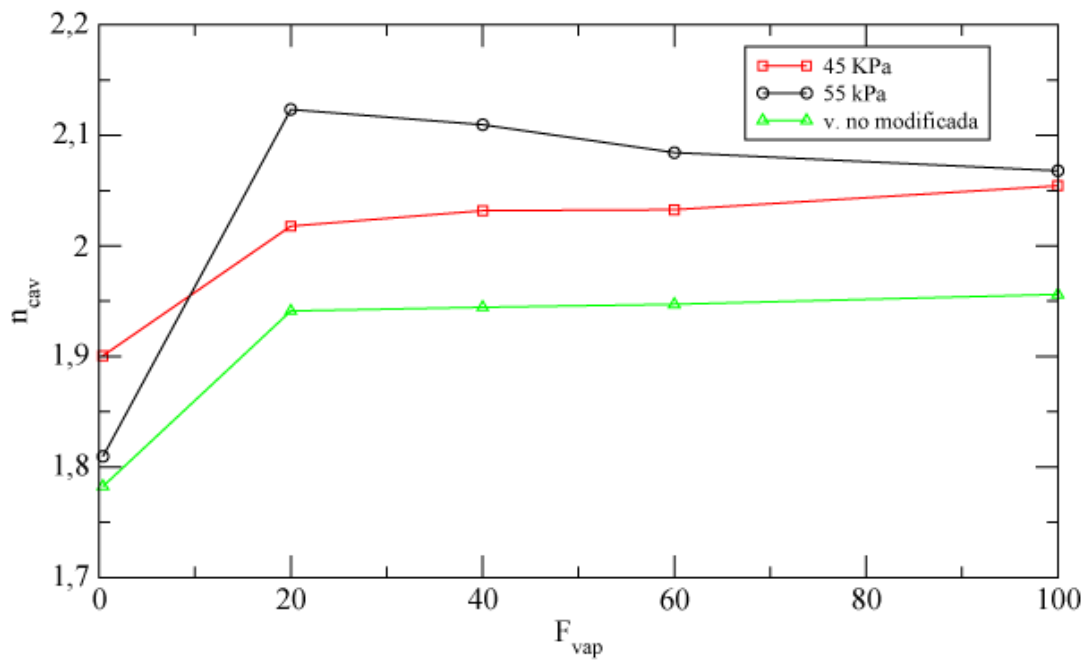
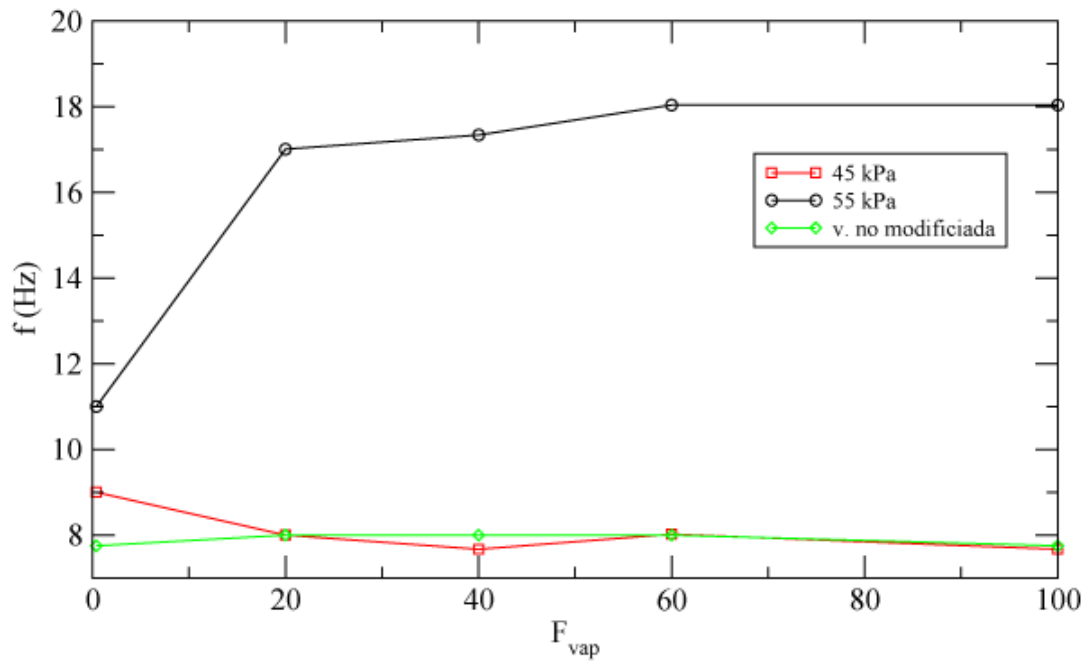
Variando el radio de la burbuja, R_B , se ha observado que solo afecta a la cantidad de volumen de vapor en el fluido [26] sin tener mayor importancia, así que se ha mantenido su valor por defecto en todas las simulaciones. $R_B = 1 \mu m$.

Se ha observado que los resultados varían notablemente en función de los parámetros F_{vap} y F_{cond} . Con la finalidad de fijar un valor numérico para dichos parámetros que no afecte mucho al resultado de las simulaciones, se han realizado varias simulaciones fijando uno de los dos parámetros y modificando el otro para ver la dependencia de algunas de las características del fluido en función del valor del parámetro modificado. Los resultados de las diferentes características del fluido en función del valor del parámetro se han representado gráficamente.

Para el estudio de F_{vap} se han realizado varias simulaciones utilizando los siguientes parámetros fijos.

F_{cond}	0,001
t_s	0,002 s

Tabla 2. Parámetros utilizados



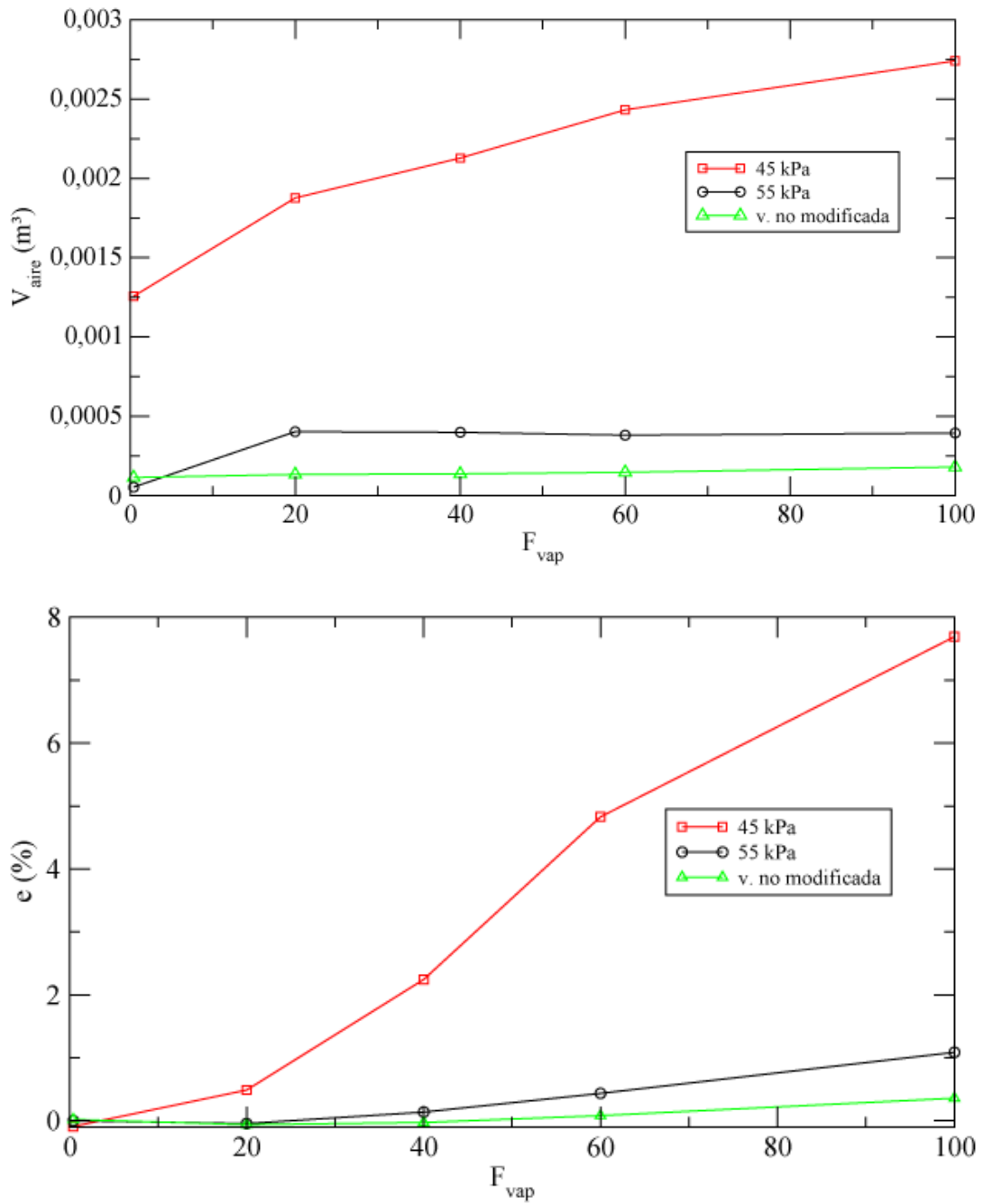


Figura 14. Conjunto de gráficas. Simulaciones realizadas con una presión de salida de 45 kPa (línea roja), 55 kPa (línea negra) y 55 kPa sin modificar la viscosidad (línea verde)

Se han representado los gráficos de frecuencia, número de cavitación o σ , volumen de vapor en el interior del venturi y el error existente entre el balance de flujo másico a la entrada y a la salida del venturi (f , n_{cav} , V_{aire} , e , respectivamente) en función del

parámetro F_{vap} . En cada gráfico se han representado las curvas de 3 tipos de simulaciones. La curva roja representa las simulaciones realizadas con una presión de salida de 45 kPa, la curva negra con una presión de salida de 45 kPa y la verde con una presión de salida de 55 kPa y además en ésta última no se modificó la viscosidad turbulenta.

Tal y como se puede observar, para F_{vap} altos, las gráficas de frecuencia y de número de cavitación tienden a convergir en las 3 simulaciones.

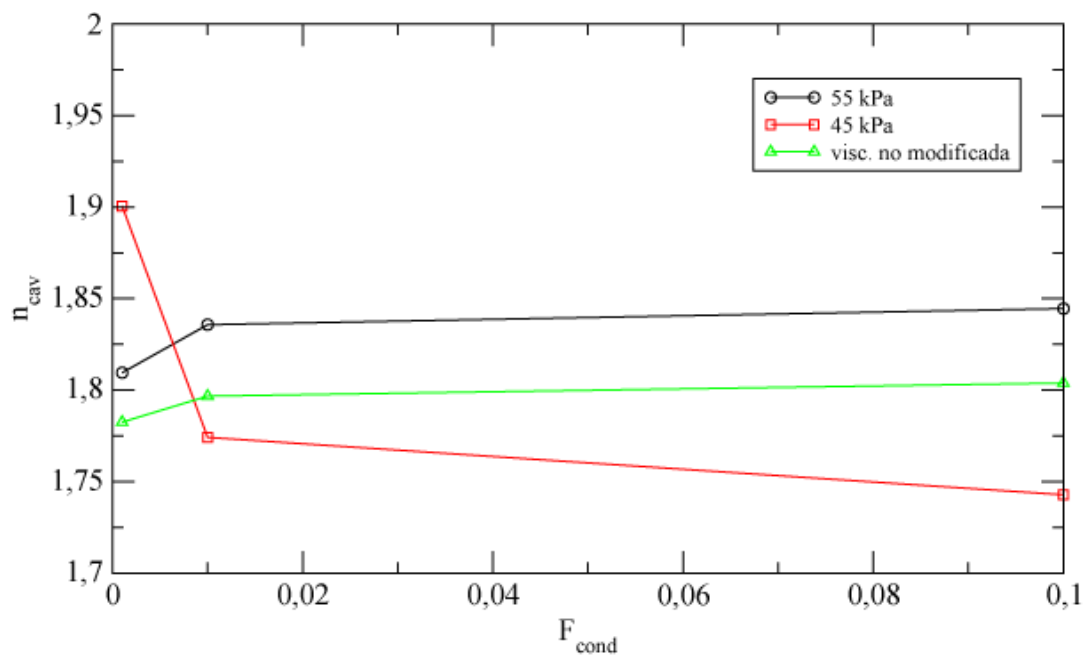
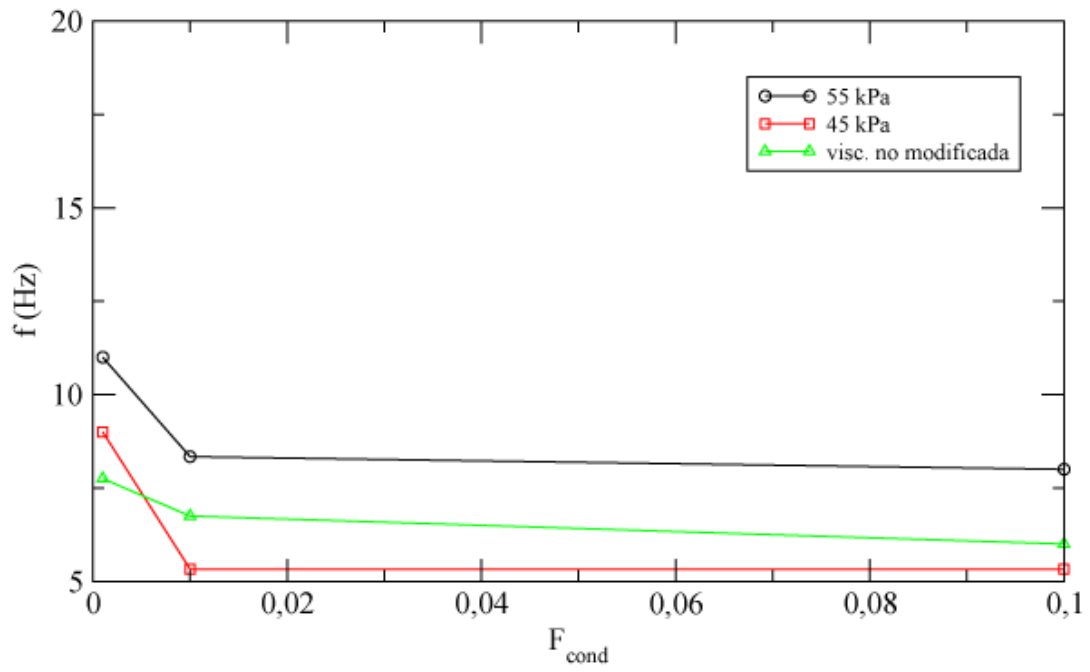
Si nos fijamos en la gráfica donde se representa la cantidad de vapor, se observa que no converge bien para $P_{out} = 45kPa$. Esta pequeña divergencia queda reflejada en la siguiente gráfica en la que existe un error del 7,78% con $F_{vap} = 100$ para esta simulación. Es un error bastante más elevado que las otras dos simulaciones. Ese error puede ser debido a la turbulencia del fluido ya que a menores presiones de salida o a mayores velocidades de entrada, el modelo diverge cada vez más hasta llegar a un punto en el que no es capaz de encontrar una solución. También se observa que el error aumenta conforme F_{vap} aumenta.

Se puede concluir que introduciendo un valor de F_{vap} suficientemente alto, el resultado de la simulación no se verá tan afectado por este coeficiente independientemente de las condiciones de contorno y de la viscosidad del fluido.

El mismo estudio se ha hecho para el parámetro F_{cond} con los siguientes parámetros fijos:

F_{vap}	0,4
t_s	0,002 s

Tabla 3. Parámetros utilizados



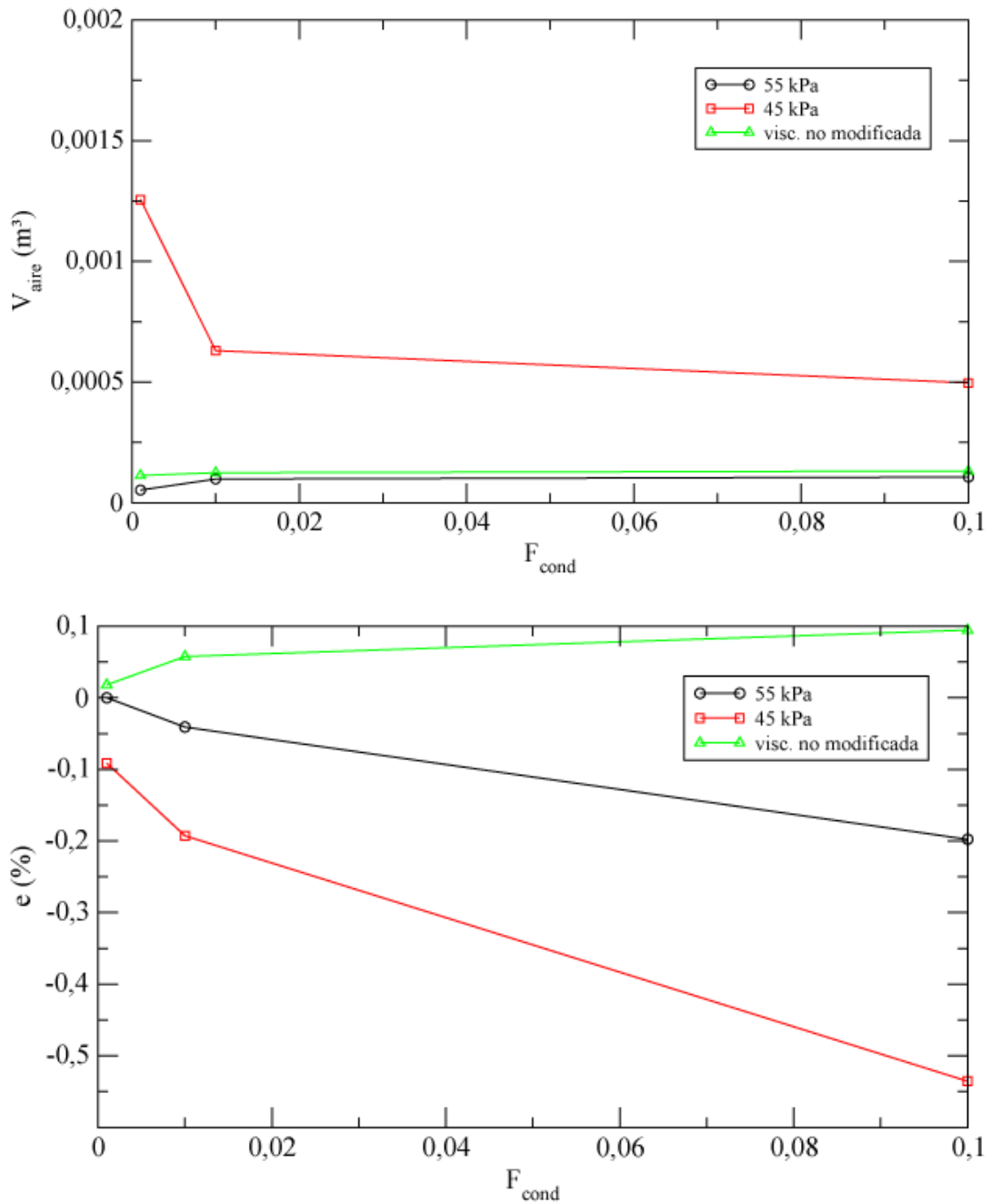


Figura 15. Conjunto de gráficas. Simulaciones realizadas con una presión de salida de 45 kPa (línea roja), 55 kPa (línea negra) y 55 kPa sin modificar la viscosidad (línea verde)

Se pueden apreciar las mismas convergencias y divergencias que en el parámetro anterior. Sin embargo, el error introducido por el parámetro F_{cond} es notablemente menor que el introducido por F_{vap} . También cabe destacar que los valores a los que

convergen en frecuencia, número de cavitación y volumen de vapor son también menores.

Del mismo modo, se puede decir que F_{cond} es independiente de las condiciones de contorno y de la viscosidad del fluido.

Se ha tomado el valor de r_{nuc} al valor del coeficiente de Bunsen para el agua. Como ya se ha comentado en el capítulo 1.6 este coeficiente representa el volumen de gas disuelto respecto al volumen de líquido a presión atmosférica y a 273 K. Es muy importante porque afecta directamente al fenómeno de la pseudo-cavitación de una manera más o menos intensa y eso afecta al fenómeno global de la cavitación. Se ha tomado para el agua $r_{nuc} = 0,02$ (2% de aire disuelto en agua) pero tomando este valor, los resultados se alejan notablemente a los datos experimentales. A continuación se muestra una tabla para dos presiones de salida determinadas y se comparan con datos experimentales para el mismo σ .

r_{nuc}	P_{out} (kPa)	P_{in} (kPa)	σ	V_{aire} (m ³)	Frecuencia (Hz)
0,02	75	61,88	2,31	2,18E-05	24
0,0005	75	62,39	2,32	1,09E-05	30,75
Datos experimentales	-	-	2,32	-	29
0,02	85	70,96	2,66	3,28E-06	61,69
0,0005	85	70,94	2,66	2,58E-06	65
Datos experimentales	-	-	2,66	-	83

Tabla 4. Comparación de resultados para r_{nuc} con $t_s = 0,0002$ s , $F_{vap} = 60$ y $F_{cond} = 0,08$

Debido a que una vez fijados los parámetros F_{vap} y F_{cond} , r_{nuc} no afecta de una forma considerable los resultados de la simulación, se han realizado las simulaciones con $r_{nuc} = 0,0005$ ya que es el valor por defecto y el usado por Zwart, et al. en sus simulaciones [14]. Además, a falta de datos experimentales para poder

comparar resultados (solo se tienen datos experimentales de frecuencia respecto al número de cavitación), la frecuencia obtenida con este valor es un poco superior y se aproxima un poco más a las obtenidas experimentalmente y como ya se ha comentado anteriormente r_{nuc} no tiene porque ser igual al coeficiente de Bunsen para el agua, ya que este coeficiente es un valor ideal.

r_{nuc} tampoco afecta a la manera como convergen los parámetros F_{vap} y F_{cond} .

3.6 Influencia del paso de tiempo

Del mismo modo que en el apartado anterior, se ha realizado un estudio para determinar la dependencia en los resultados provocada por el paso de tiempo (time step en inglés), t_s .

F_{cond}	0,001
F_{vap}	0,4
r_{nuc}	0,0005

Tabla 5. Parámetros utilizados

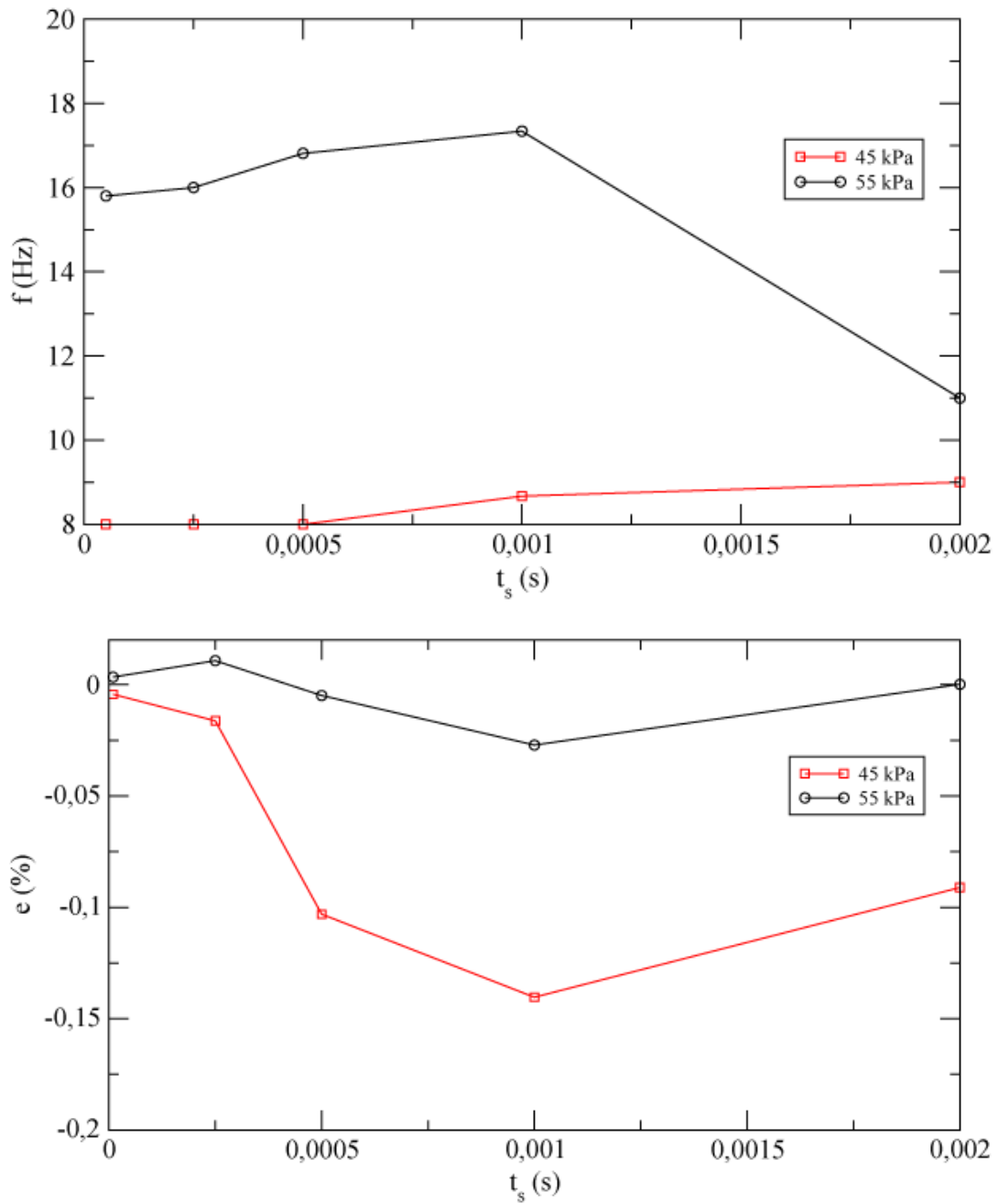


Figura 16. Conjunto de gráficas. Simulaciones realizadas con una presión de salida de 45 kPa (línea roja), 55 kPa (línea negra)

Se puede apreciar que si se reduce el paso de tiempo, el valor de la frecuencia tiende a disminuir levemente y el error tiende a cero.

Aunque no se muestran las gráficas, se comenta que el número de cavitación y la cantidad de vapor convergen de una forma similar a la que lo hace la frecuencia conforme el paso de tiempo es reducido.

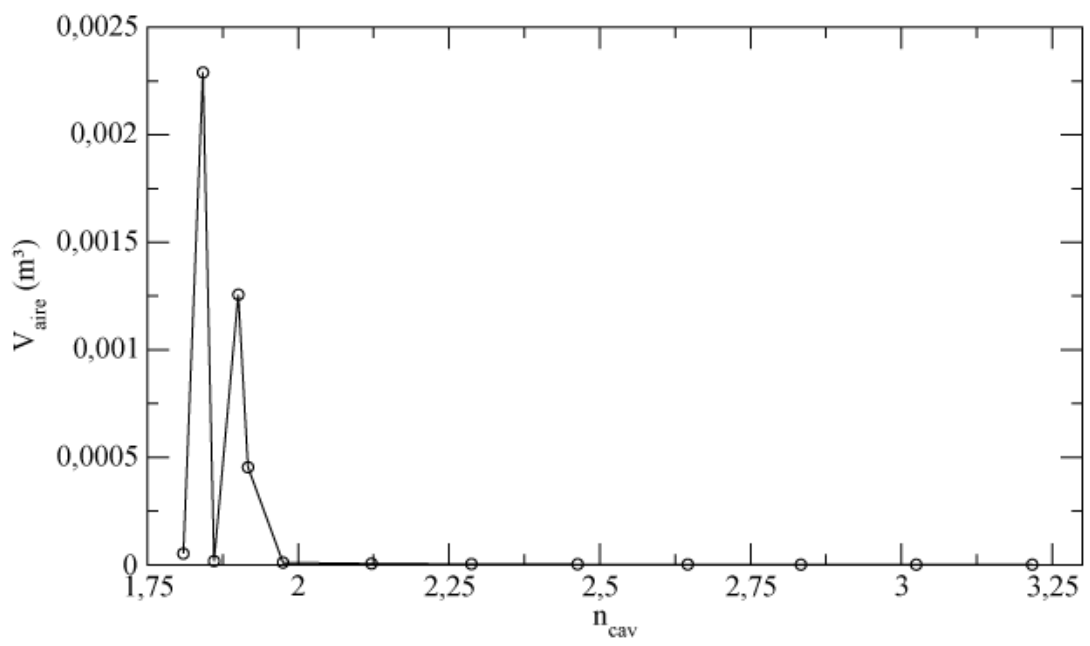
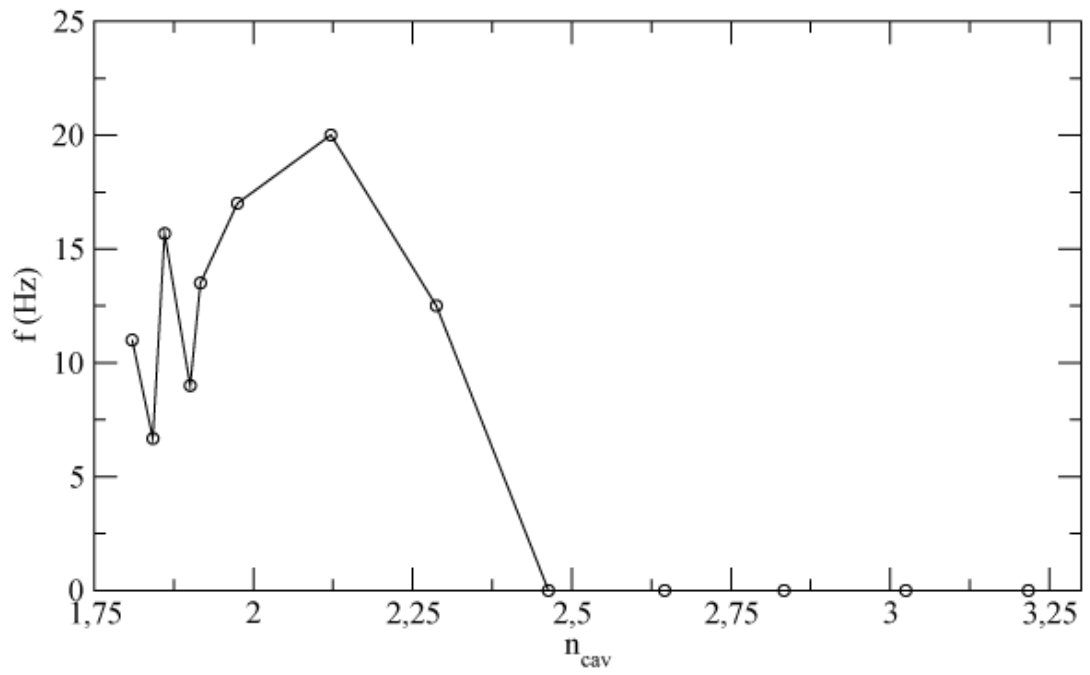
3.7 Comparación de los resultados con el modelo de cavitación de Schnerr & Sauer y resultados experimentales

Siguiendo el ejemplo de Zwart et al. [14], se han realizado varias simulaciones a diferentes números de cavitación usando $F_{vap} = 0,4$, $F_{cond} = 0,001$, $r_{nuc} = 0,0005$, $R_B = 1\mu m$ y $n = 5$ en el modelo de turbulencia. Sin embargo, los resultados obtenidos fueron muy distintos a los obtenidos en ese ejemplo y a los obtenidos de forma experimental debido a que los parámetros usados no son correctos o bien a que se usó una geometría distinta.

De hecho, según la geometría dada por Zwart et al. [14], se ha comprobado que el ángulo con el que diverge el venturi es de 7° y no 8° . Además, no se comenta qué longitud, diámetro a la entrada, a la garganta y a la salida se ha usado. Seguramente, sus medidas son muy diferentes a las utilizadas en este proyecto.

El modelo de cavitación también tiene una fuerte dependencia según la geometría estudiada tal y como se verá en el Capítulo 4. Zwart et al. [14] también modifican los valores de F_{vap} y F_{cond} según el caso que se estudia.

A continuación se representan unas gráficas utilizando los valores empleados por Zwart, et al.



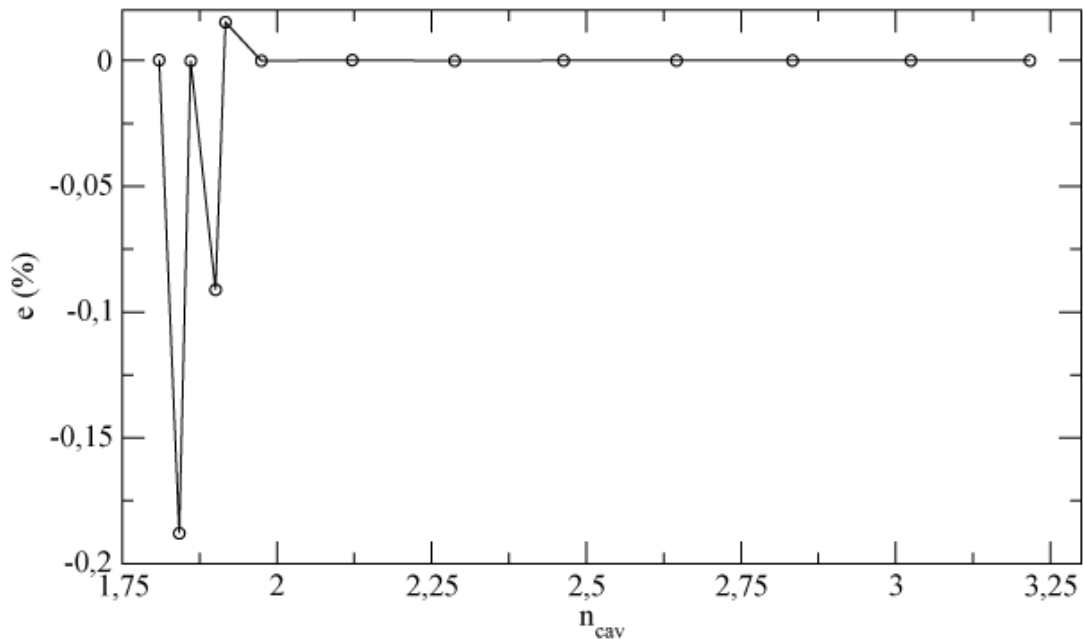


Figura 17. Conjunto de gráficas

Estos resultados no son nada satisfactorios ya que según datos experimentales, para un número de cavitación (σ) de 2,4 la frecuencia debería ser de unos 47Hz y tal y como se puede apreciar en la gráfica, con los parámetros utilizados es de sólo 5Hz. Además, la nube de vapor está pegada a la pared del venturi en la garganta y se expande y se contrae a dicha frecuencia sin llegar nunca a desprenderse. Su comportamiento y forma son muy parecidos a los que se muestran en la Figura 13 para un número de cavitación similar.

Es importante comentar también que Zwart et al. [14], exponen que para $\sigma = 1,9$ la frecuencia de desprendimiento de la nube de vapor es de 55Hz y, sin embargo, solo se ha obtenido una frecuencia de 9Hz (ver Figura 17) y tampoco corresponde a ninguna frecuencia obtenida experimentalmente, ver Figura 19. Esta divergencia de resultados puede ser asociada, como se ha comentado anteriormente, a la geometría utilizada.

A números de cavitación bajos, se ve un comportamiento muy inestable y con tan solo $\sigma = 2,46$ la cavitación desaparece por completo.

Se concluye que las dimensiones del venturi utilizadas por Zwart et al. no serán las mismas que las que se han usado en este proyecto y eso implicaría que, efectivamente, la geometría del objeto de estudio afecta mucho al modelo de

cavitación. Esto indica que los parámetros del modelo pueden tener una importancia significativa para contrarrestar el efecto de la geometría.

Parece pues, que es de vital importancia modificar los parámetros F_{vap} y F_{cond} del modelo para obtener unos mejores resultados. Si se recuerda lo expuesto en los apartados anteriores:

	f	σ	V_{aire}	e
Si F_{cond} aumenta	Converge	Converge	Converge	Aumenta
Si F_{vap} aumenta	Converge	Converge	Converge	Aumenta
Si t_s disminuye	Disminuye	Disminuye	Disminuye	Disminuye

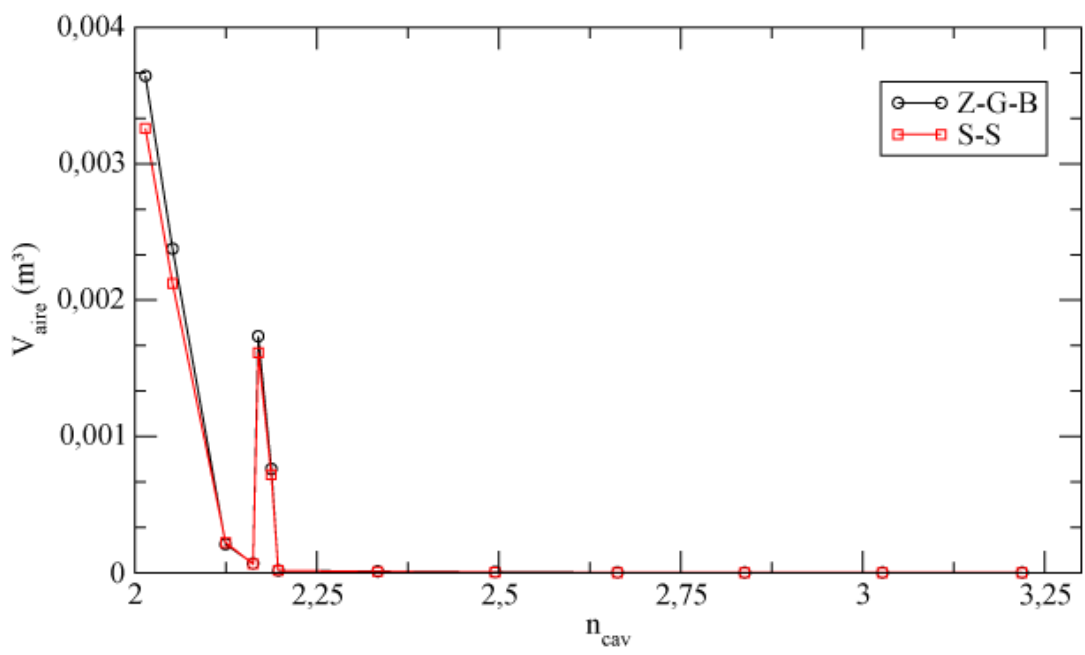
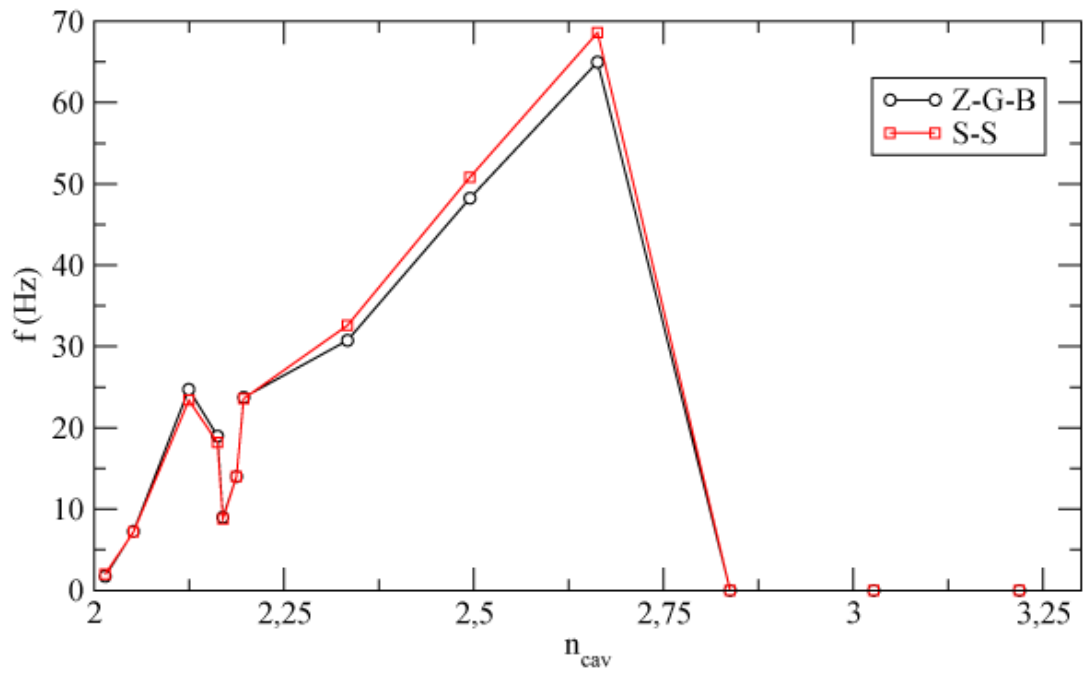
Tabla 6. Cuadro resumen

Observando la tabla, se ha optado por escoger unos valores de F_{vap} y F_{cond} relativamente altos con un error aceptable y un t_s pequeño para intentar disminuir el error provocado por los dos parámetros anteriores aunque también disminuyan levemente los valores de ciertas características del flujo, ver Figura 15 y Figura 16.

F_{vap}	60
F_{cond}	0,08
r_{nuc}	0,0005
R_B	1E-06
t_s	0,0002

Tabla 7. Valores de los parámetros utilizados para las simulaciones definitivas

Aplicando estos valores, se han obtenido los siguientes resultados:



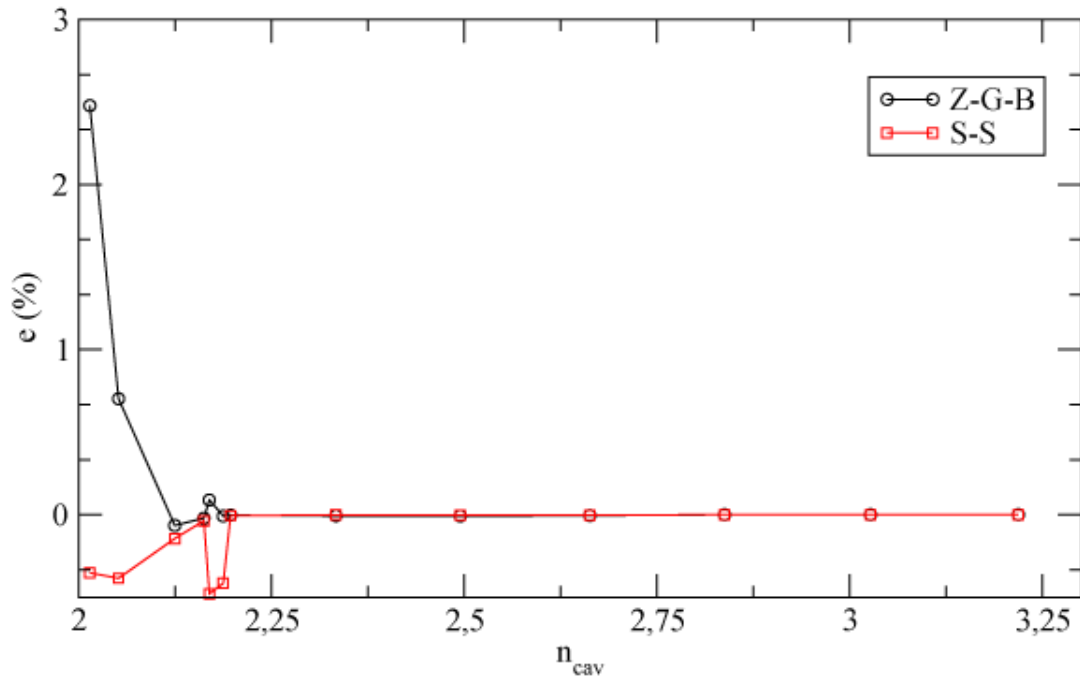


Figura 18. Conjunto de gráficas. Modelo de cavitación de Schnerr & Sauer en rojo y modelo de cavitación de Zwart & Gerber & Belamri, en negro.

La Figura 18 muestra los resultados obtenidos con el modelo de cavitación de Zwart et al. [14] (Z-G-B, en las gráficas) y el modelo desarrollado por Schnerr & Sauer [28] (S-S en las gráficas). Este último se ha usado con la única constante del modelo, densidad del número de burbujas fijada a 10^{14} burbujas/ m^3 .

Se ha introducido el modelo de S-S a modo de comparación. Se puede apreciar que utilizando los parámetros descritos en la Tabla 7, los resultados dados por los dos modelos son muy parecidos lo que puede indicar que se han usado unos parámetros correctos para el modelo Z-G-B.

Si nos fijamos solo con el modelo que se quiere validar, Z-G-B, se observa que para $\sigma = 2,4$ la frecuencia de desprendimiento es de 38Hz, un poco mayor para el modelo de S-S. Estos valores se aproximan mucho más al valor real de dicha frecuencia que usando los parámetros de Zwart [14]. Además, existe desprendimiento de la nube de vapor tal y como se muestra en la Figura 20. A falta de datos experimentales, la cantidad de fase secundaria en el fluido es parecida a la proporcionada por Reboud et al.[24].

La cavitación desaparece aproximadamente cuando $\sigma = 2,72$ (datos experimentales, $\sigma = 2,67$).

Se desconocen los motivos del pico que aparece en la figura anterior alrededor de $\sigma = 2,15$ en los dos modelos. Se supone que se debe a alguna estabilidad de los modelos de cavitación.

Para finalizar, con $\sigma = 2,33$, se obtiene $L_{cav} \approx 60 \text{ mm}$ y una frecuencia de 30,75Hz y con $\sigma = 2,49$; $L_{cav} \approx 38 \text{ mm}$ y 48,25Hz. Eso lleva a unos números de Strouhal de 0,256 y 0,255 respectivamente, característicos de esta geometría (0,27) [14], [24].

Finalmente, se han representado en una sola gráfica los resultados obtenidos con el modelo de cavitación empleado por Reboud et al.[24] basado en una ley barotrópica de estado, los modelos de cavitación Z-G-B [14], S-S [28] y datos experimentales [23].

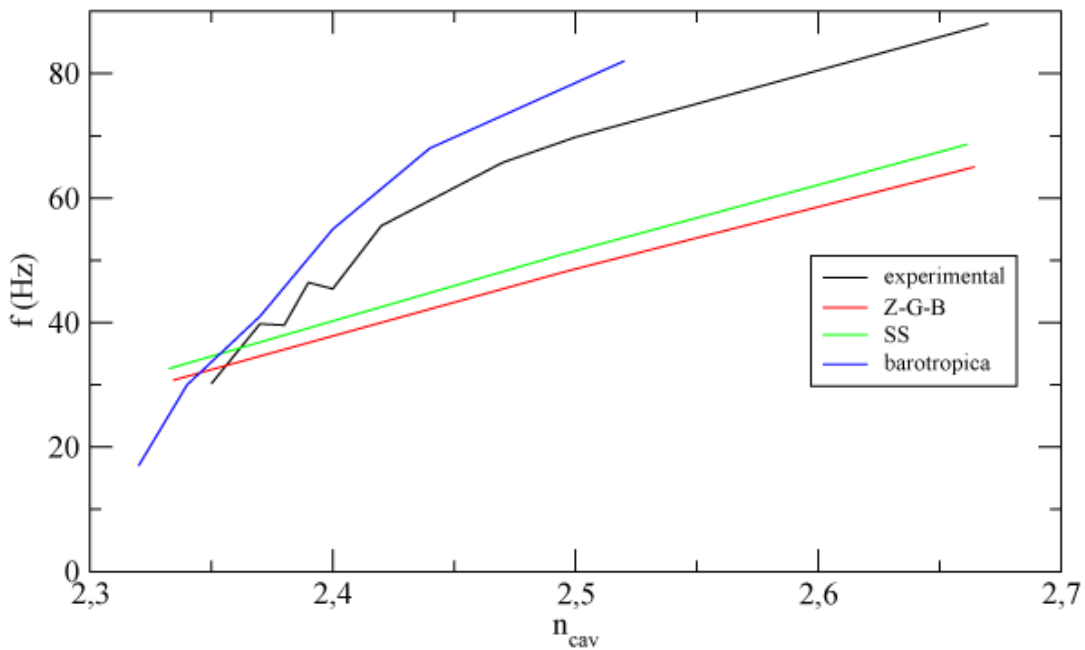


Figura 19. Comparación de diferentes modelos de cavitación y datos experimentales.

Se observa que los modelos Z-G-B y S-S llegan aproximadamente a las mismas condiciones de bloqueo que se llegó experimentalmente, $\sigma_c \approx 2,67$. A partir de este σ , la cavitación es demasiado pequeña y deja de haber desprendimiento. Para σ superiores, la cavitación desaparece.

También se observa que la frecuencia de desprendimiento aumenta conforme σ aumenta de la misma manera que se ve experimentalmente, sin embargo, existe un pequeño "offset" de unos 15Hz a partir de $\sigma = 2,45$. Para $\sigma = 2,4$ o menor, los valores de frecuencia se asemejan más a los datos experimentales.

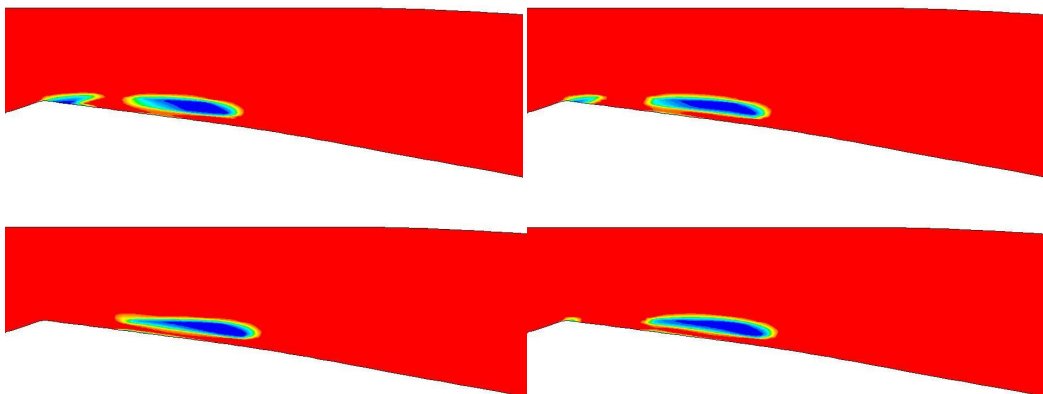
Los resultados obtenidos mediante el uso de una ley barotrópica por Reboud et al. se asemejan mucho más a los valores experimentales aunque su frecuencia siempre es un poco mayor a la experimental y $\sigma_{c_{baro}} \approx 2,52$, la cual es bastante menor a la que se obtuvo experimentalmente.

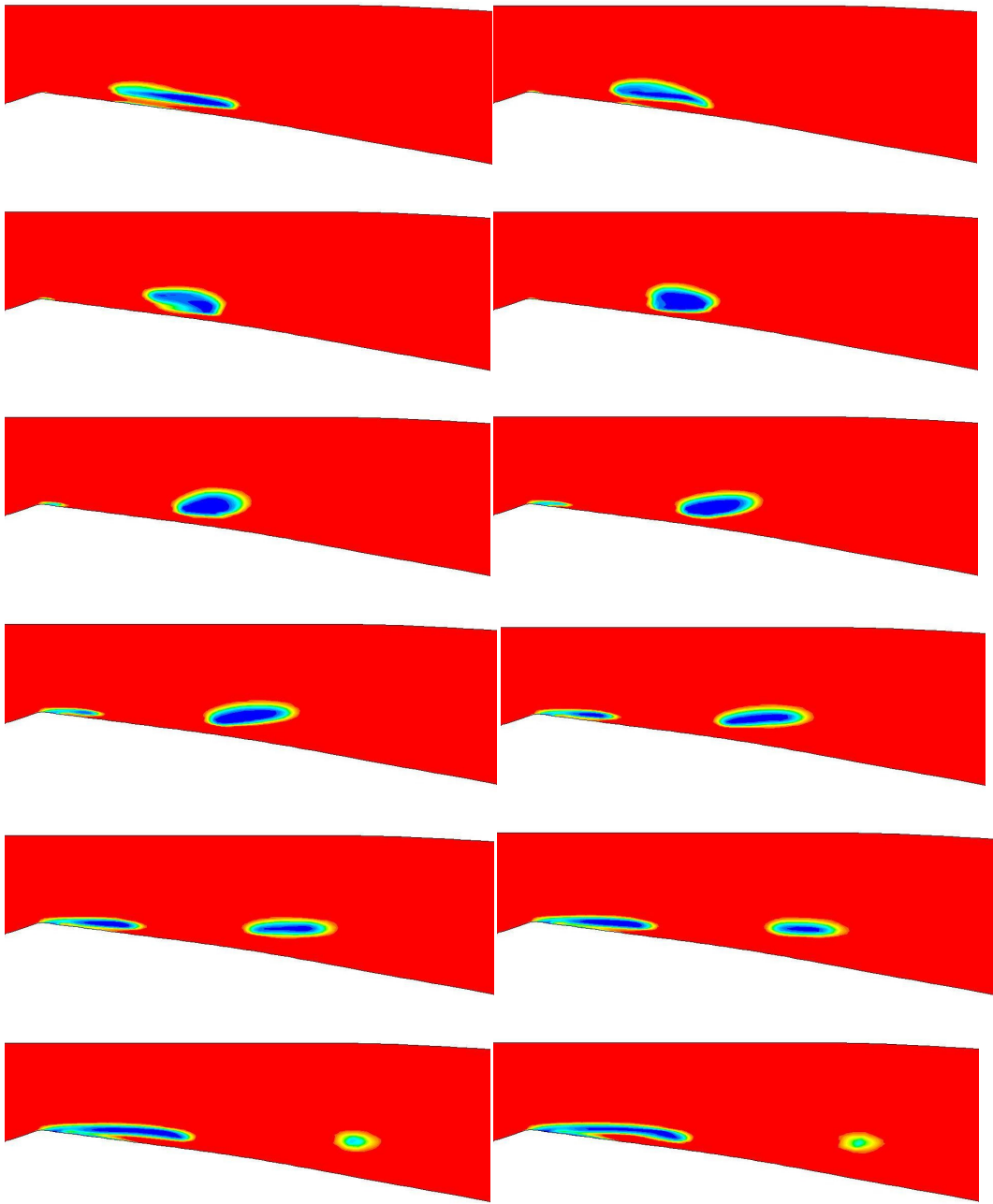
También se han repetido las simulaciones con el modelo Z-G-B reemplazando $n = 10$ y $n = 2$ en el modelo de turbulencia pero los resultados no varían. En frecuencia, por ejemplo, las frecuencias obtenidas con $n = 10$ son 2 décimas inferiores a las obtenidas con $n = 5$ y 1 décima superior con $n = 2$.

Los modelos de cavitación no describen con total exactitud el comportamiento real de la cavitación en un venturi debido, como ya se ha comentado, a la gran complejidad física que existe detrás de este fenómeno. Aunque se han establecido los parámetros del modelo de cavitación aparentemente adecuados no se ha conseguido una gran aproximación de los resultados a la realidad.

Los motivos pueden ser varios: la definición de los parámetros empíricos del modelo no es la correcta, las simplificaciones llevadas a cabo en el modelo matemático son excesivas, la función empírica utilizada para modificar la viscosidad turbulenta no es la adecuada, errores de convergencia en las simulaciones.

Para terminar, se muestra un periodo del desprendimiento de una nube de vapor.





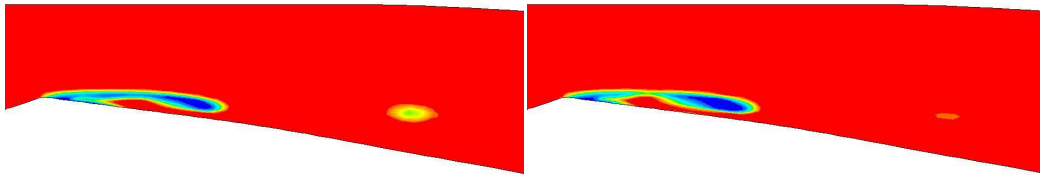
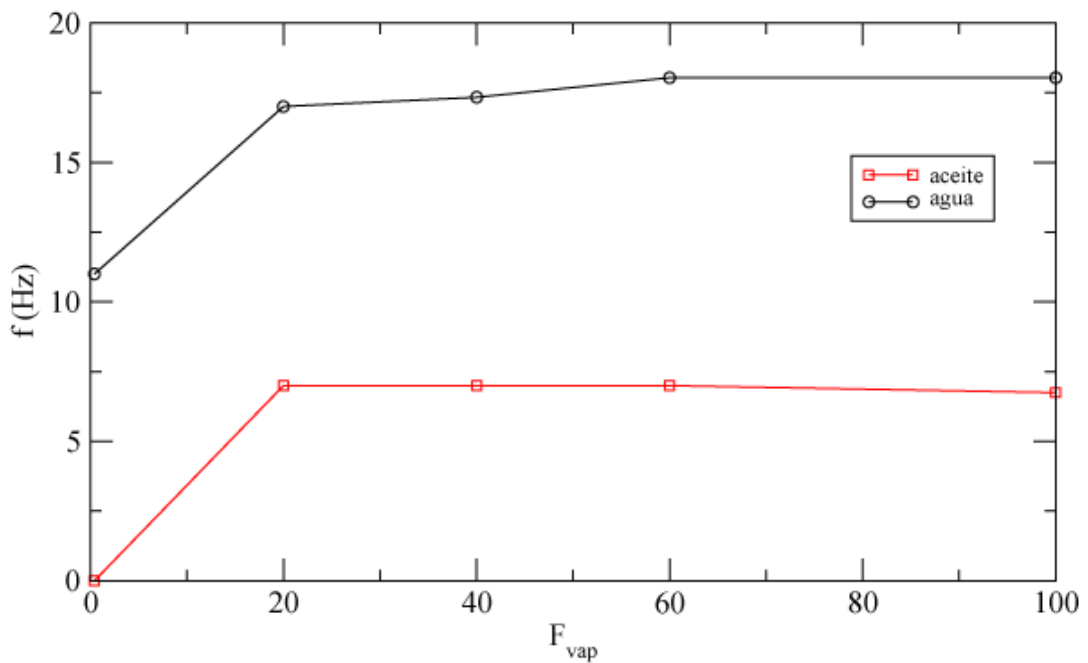


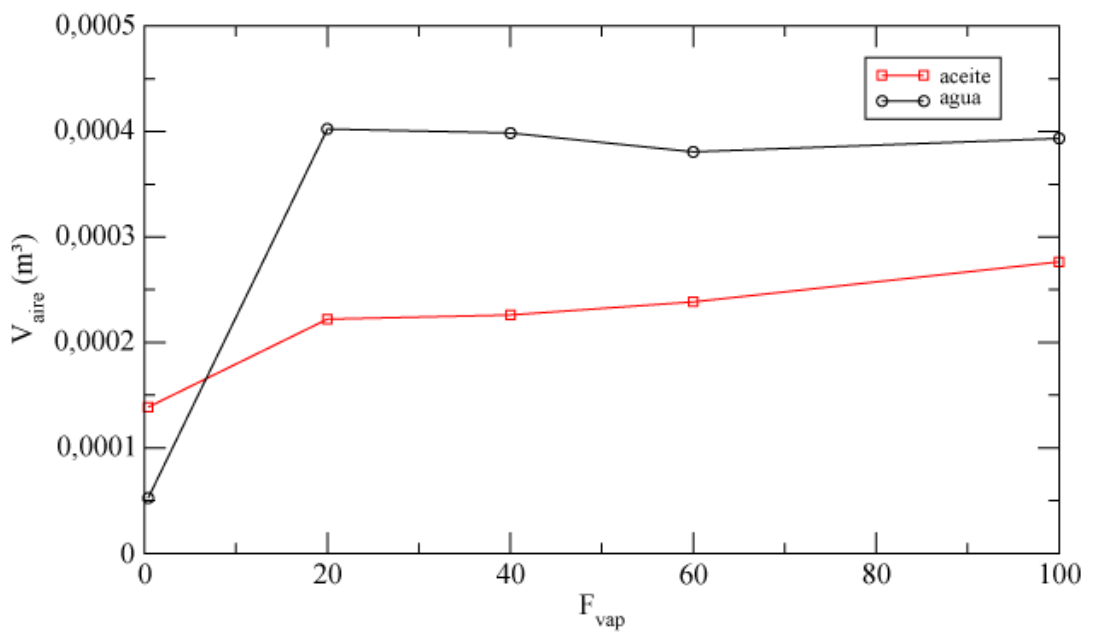
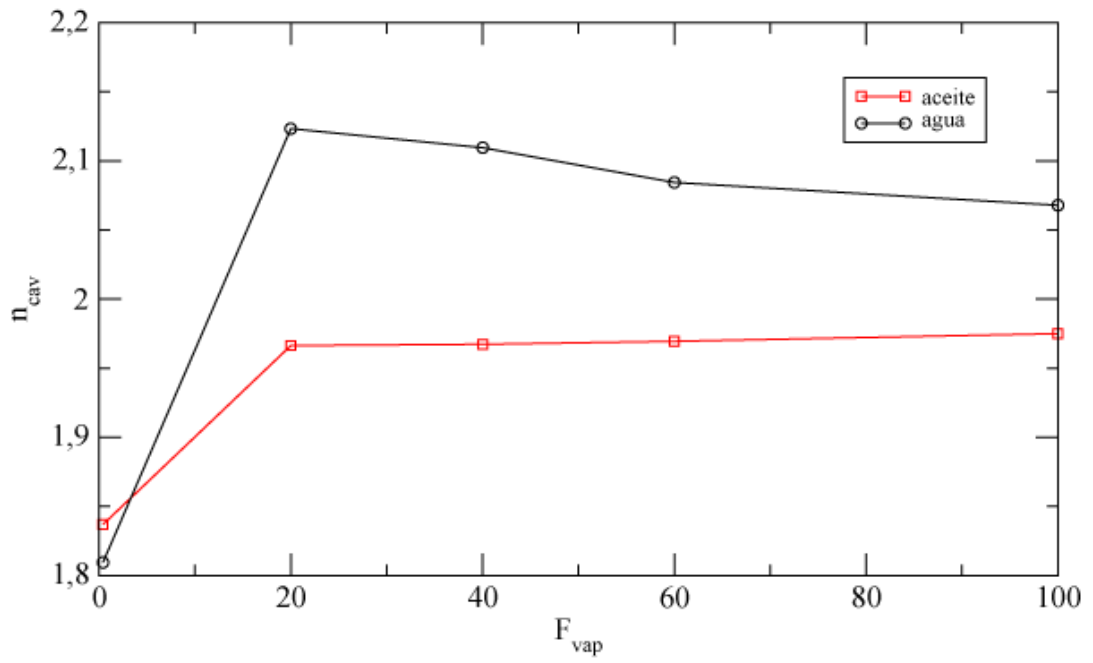
Figura 20. Secuencia de imágenes del desprendimiento de la nube de vapor. Imágenes tomadas en pasos de tiempo de $2 \cdot 10^{-3}$ segundos, $\sigma = 2,12$

3.8 Influencia del fluido usado en la fase principal

Se ha deseado repetir las simulaciones para determinar si existe dependencia en los parámetros del modelo de cavitación en función del fluido usado como fase principal. Se ha reemplazado el agua líquida por aceite mineral. Las propiedades del fluido se pueden consultar en la Tabla 8.

Del mismo modo que en el apartado 3.5, se ha realizado un estudio de los parámetros del modelo con $r_{nuc} = 0,0005$.





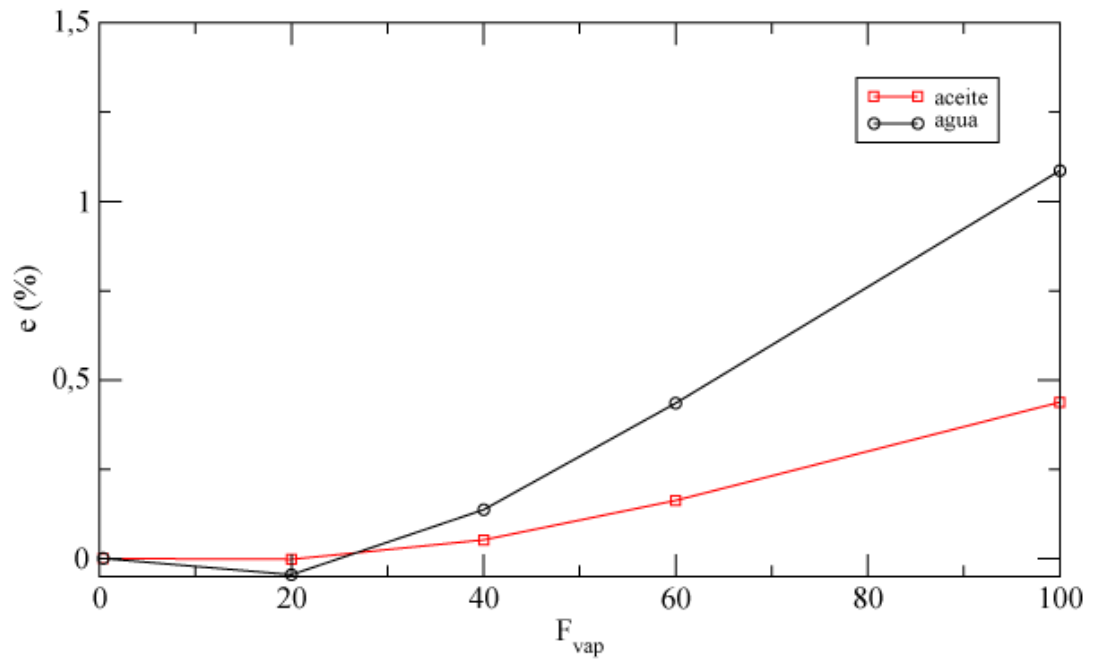
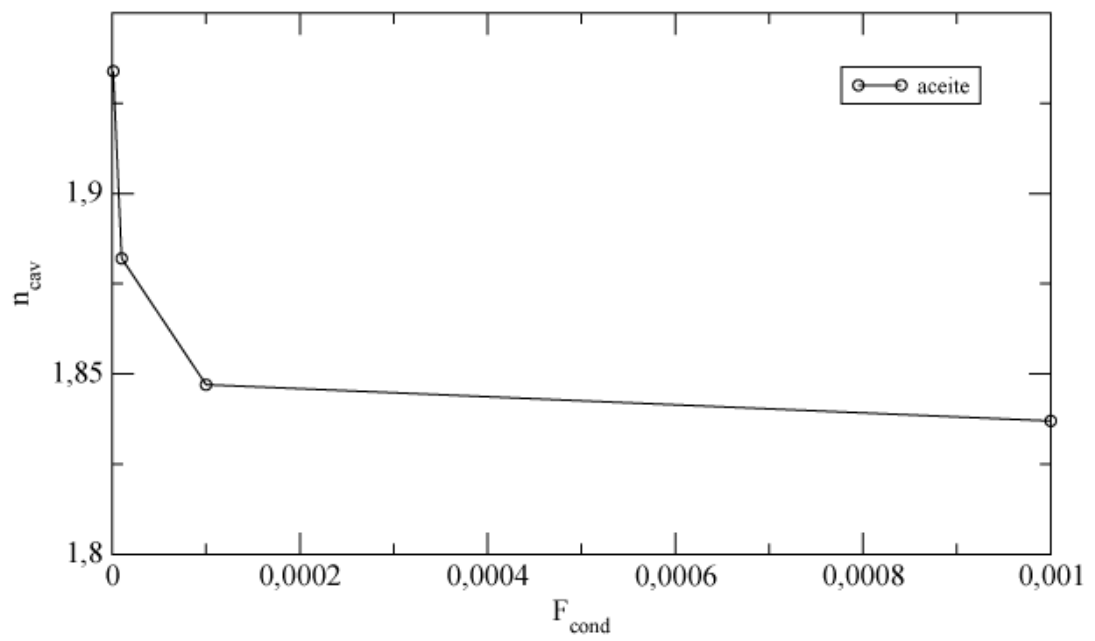
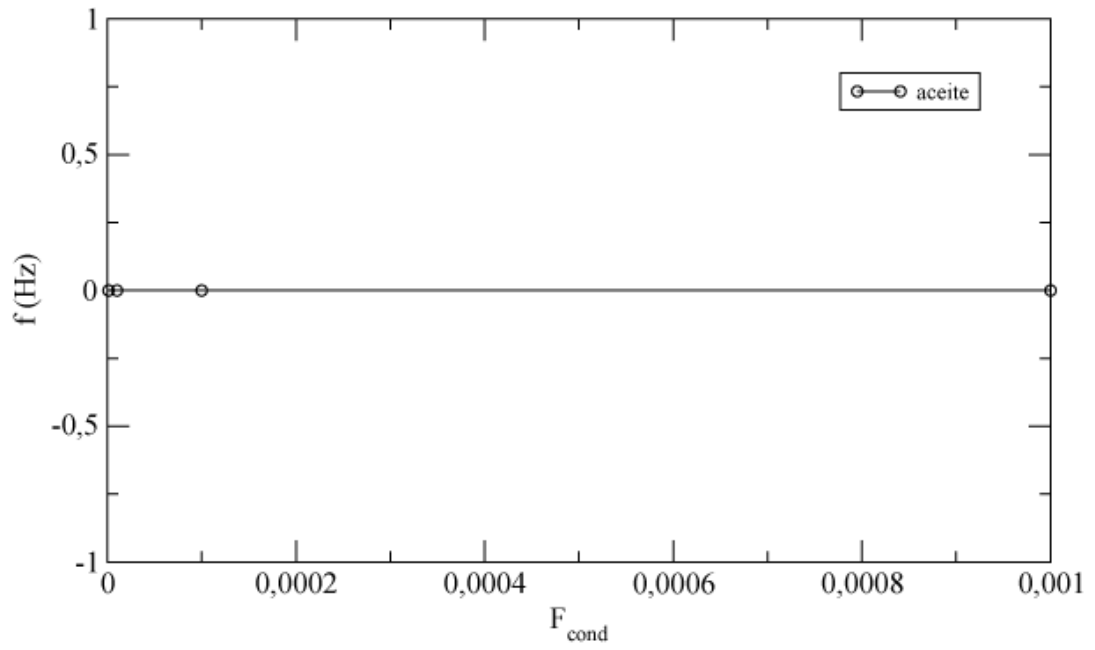


Figura 21. de gráficas. Simulaciones realizadas con una presión de salida de 55 KPa para ambos fluidos.

Por lo que refiere al parámetro F_{vap} , parece ser que no se ve muy afectado por el tipo de fluido usado ya que tiene un comportamiento similar al que tenía con agua como fase principal. Si la simulación se hubiera hecho con aceite mineral, se podría adoptar perfectamente $F_{vap_{aceite}} = F_{vap_{agua}} = 60$.



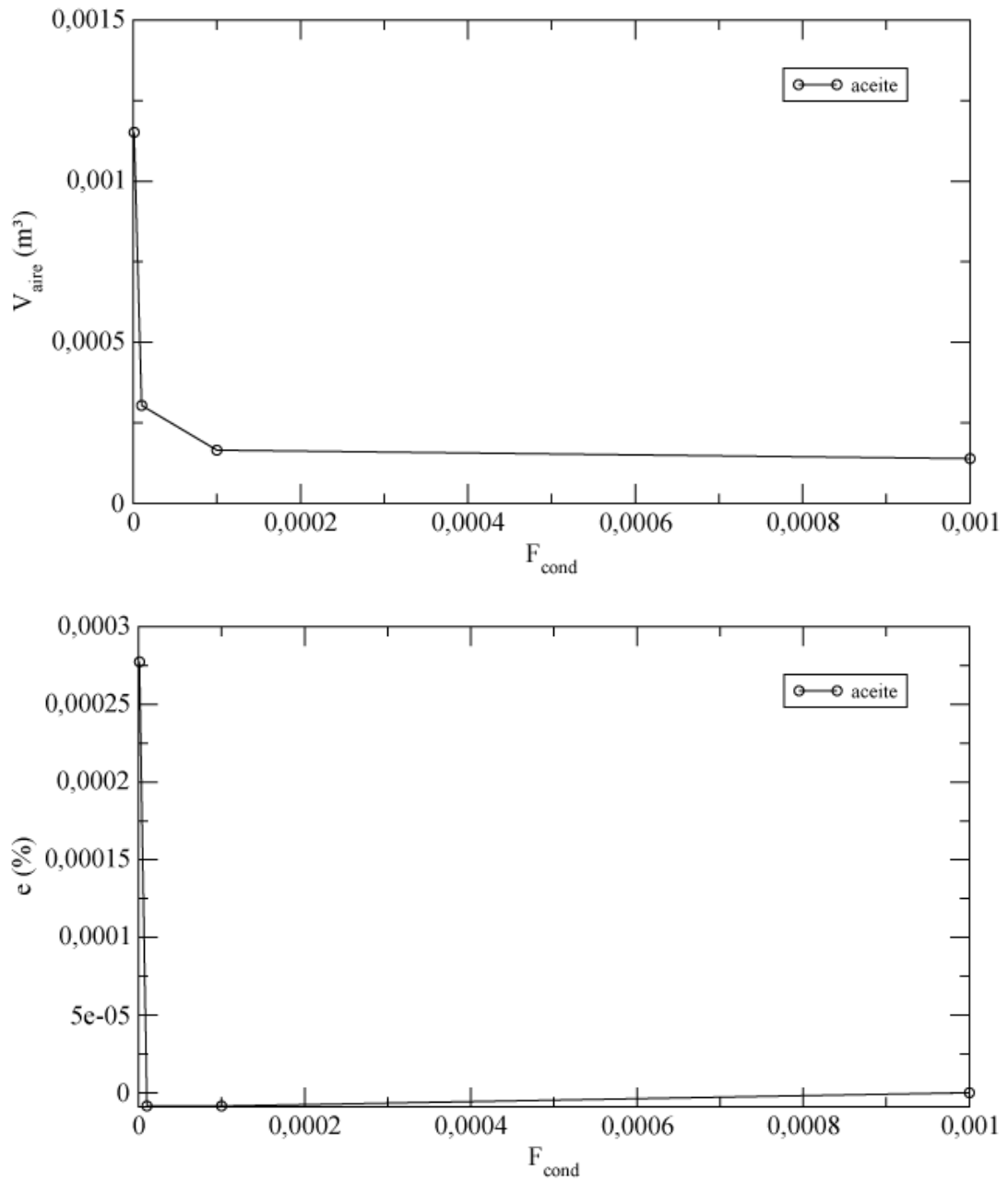


Figura 22. Conjunto de gráficas. Simulaciones realizadas con una presión de salida de 55 KPa.

F_{cond} no se ha comparado con los valores obtenidos con agua ya que la escala es muy distinta. Usando los mismos valores que para el agua, las gráficas divergen mucho.

Así pues, se observa claramente que se podría tomar $F_{cond} = 0,0006$ como valor de convergencia y es muy distinto al que se tenía con agua ($F_{cond} = 0,008$), ver Figura 15. Indica que F_{cond} se ve muy afectado según el fluido que se trate, al contrario que F_{vap} . Esto supone un problema si hay que determinar estos parámetros cada vez que se estudie la cavitación con un fluido distinto. No obstante, sí que se aprecia claramente que los valores de las propiedades del fluido a las que converge F_{cond} son menores a las que lo hace F_{vap} del mismo modo que ocurría con agua como fluido.

Hay que recordar que la variación de F_{cond} es debida a la densidad o a la presión de vaporización del fluido, pero no a la viscosidad ya que como se vio en la Figura 15, el parámetro F_{cond} se considera que no depende de la viscosidad.

Se ha observado que la variación del t_s en aceite mineral se comporta igual que en agua (Figura 16), implica que no se ve afectado por el fluido.

Capítulo 4. Cavitación en un orificio circular

4.1 Introducción

Simulaciones en un orificio circular han sido realizadas para acabar de validar el modelo de cavitación estudiado. Se ha usado aceite mineral como fluido principal y aire como fluido secundario. Las propiedades del aceite y del aire se pueden ver en la Tabla 8 y en la Tabla 1, respectivamente.

Se ha tomado la geometría dada por D. del Campo [26]. Está formada por un orificio circular de 20 milímetros de longitud, y 4,52 milímetros de diámetro. Además, al principio y al final del orificio se encuentran dos cámaras de estancamiento con un diámetro 5 veces superior al del orificio.

$$D_{orif} = 4,52 \cdot 10^{-3} \text{ m} \quad D_{in} = D_{out} = 5D_{orif}$$

Las distintas áreas de entrada, salida y orificio son:

$$A_{orif} = 16,046 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2 \quad A_{in} = A_{out} = 5^2 A_{orif}$$

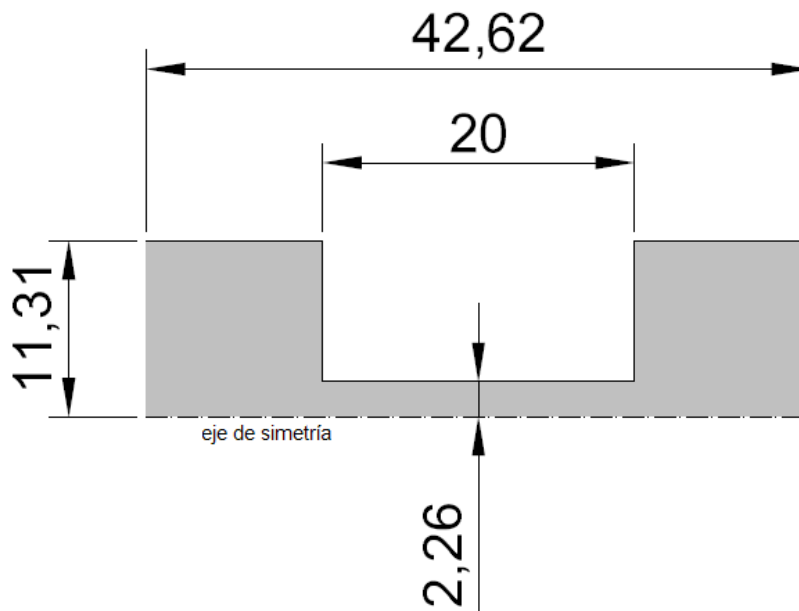


Figura 23. Cotas del orificio circular usado en las simulaciones. Todas las cotas son en milímetros

Según los experimentos realizados por Yamaguchi [17], partiendo de una presión a la salida suficientemente alta y unas condiciones a la entrada que proporcionan un determinado número de Reynolds, el flujo en esta geometría se caracteriza por tener el siguiente comportamiento:

1. A medida que se reduce la presión a la salida, aparecen burbujas de aire por solución a cierto valor fijo para cada Reynolds en la zona del borde de entrada del orificio.
2. Conforme la presión a la salida sigue disminuyendo, se desarrolla la cavitación aguas abajo debido a la disolución del aire (aireación) y la nube de vapor ya desarrollada se expande y se contrae a una determinada frecuencia.
3. A una presión de salida determinada y fija para cada Reynolds, se llega a las condiciones de bloqueo por cavitación bajo las cuales el volumen de aire se mantiene constante y su contracción y expansión es despreciable.

El número de cavitación se define:

$$k = \frac{P_{out} - P_v}{P_{in} - P_{out}}$$

Siendo P_{out} y P_{in} las presiones estáticas a la salida y a la entrada del orificio y P_v la presión de vaporización del fluido.

4.2 Mallado

Se ha utilizado la malla empleada por D. del Campo [26]. Es una malla estructurada que contiene 130800 celdas, de las cuales 35000 se encuentran en el orificio.

Existe una mayor densidad de celdas en el orificio ya que la nube de vapor se origina en el borde de entrada de éste y se extiende aguas abajo a lo largo del orificio tal y como se ha comentado en el apartado anterior. Fuera de esa zona localizada del dominio, no existe cavitación y no hace falta que la malla sea tan fina.

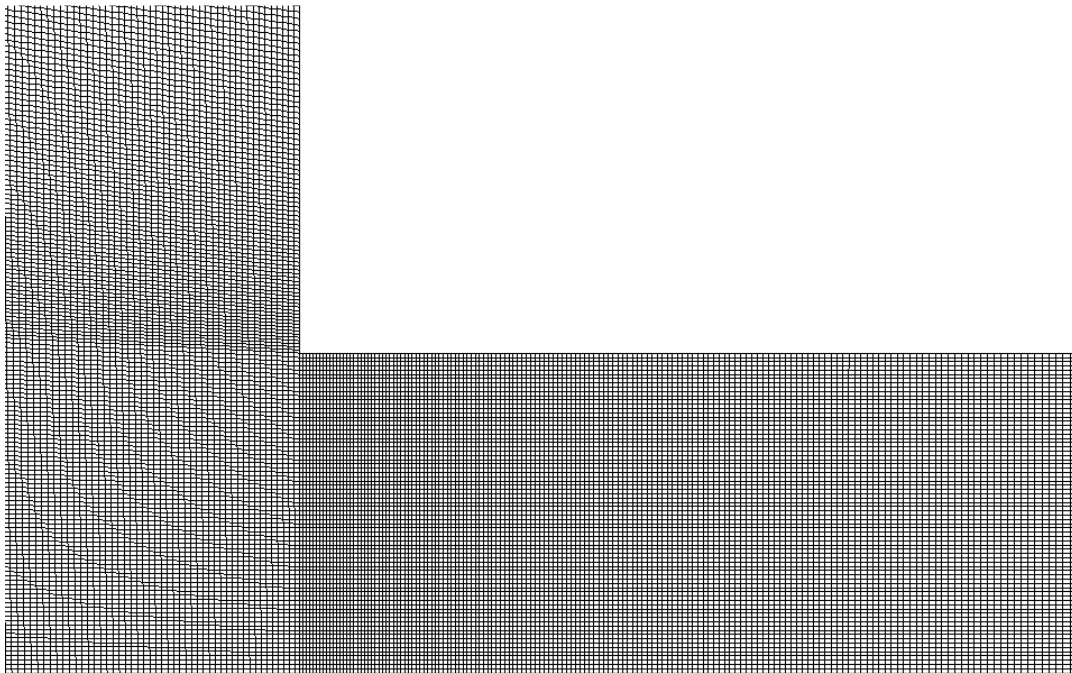


Figura 24. Mallado del orificio

4.3 Condiciones de contorno y cálculos preliminares

Se impone un campo de velocidades constante, uniforme y perpendicular a la sección de la cámara de estancamiento de entrada y un campo de presiones uniforme a la de salida. A lo largo de las paredes, los modelos de turbulencia se asocian a las leyes de la pared estándar.

Para el modelo de turbulencia, se recuerda que para el orificio circular es:

$$D_{h_{in}} = D_{in} \quad D_{h_{out}} = D_{out} = D_{in} = D_h$$

Del mismo modo que se hizo con el venturi, se puede aproximar el campo fluido como un flujo unidimensional y estacionario y bajo ciertas hipótesis podemos calcular los parámetros necesarios para la simulación numérica.

Sabemos que el gasto másico a la entrada y a la salida del orificio debe ser el mismo y que la densidad también. Además, es simétrico en un plano horizontal, tal como se muestra en la Figura 23, pero también lo es en un plano vertical que se encuentre situado en el punto medio de la geometría. Entonces:

$$U_{in} = U_{out}$$

Por continuidad, se calcula la velocidad a la entrada del orificio:

$$U_{orif} = U_{in} \frac{A_{in}}{A_{orif}}$$

Y, el correspondiente número de Reynolds usando el diámetro hidráulico del orificio como longitud característica y asumiendo que la viscosidad cinemática del fluido es la viscosidad del líquido en condiciones ambientes μ_{ref} , al igual que la densidad ρ_{ref} .

$$Re_{orif} = \frac{\rho_{ref} U_{orif} D_{h_{orif}}}{\mu_{ref}}$$

Se ha usado aceite mineral como fase principal y aire como fase secundaria.

Todos los resultados expuestos para esta geometría y fluido se han obtenido introduciendo los siguientes parámetros:

Densidad fase principal (ρ_{ref})	874 kg/m^3
Densidad fase secundaria	1,225 kg/m^3
Viscosidad fase principal (μ_{ref})	0,0267 Pa.s
Viscosidad fase secundaria	1,7894. 10^{-5} kg/m^3
Presión de vaporización	0,0053Pa

Tabla 8. Propiedades y características del fluido

Se ha realizado una simulación estacionaria, imponiendo una presión a la salida suficientemente grande para evitar cualquier cantidad de vapor en todo el dominio. A continuación, se ha realizado una simulación transitoria disminuyendo

gradualmente la presión de salida a cada paso de tiempo hasta que se alcanzan las condiciones de bloqueo por cavitación para el Reynolds determinado.

Según el criterio de convergencia de los residuos, se ha escogido el mismo criterio que en el venturi, 10^{-4} , ya que el error y el comportamiento transitorio parecen ser razonables y no difieren mucho de los que se obtienen con un criterio de 10^{-5} [26].

Para esta geometría, no se ha usado ningún modelo de turbulencia ya que se va a trabajar con Reynolds muy bajos con lo que el fluido es laminar en todo el dominio.

Las simulaciones se han resuelto de forma axil simétrica.

4.4 Estudio de los parámetros del modelo de cavitación

El mismo estudio que se realizó con la geometría del venturi se ha realizado para el orificio.

Se ha mantenido el valor $R_B = 1 \mu m$ por defecto.

A falta de más información en los datos experimentales para poder comparar resultados, se ha impuesto $r_{nuc} = 0,0945$ siguiendo el ejemplo de Yamaguchi. Del mismo modo que en el venturi, r_{nuc} solo afecta a la cantidad de vapor, viéndose poco afectadas el resto de características del fluido siempre y cuando se hayan fijado con anterioridad unos valores adecuados para los parámetros F_{vap} y F_{cond} del modelo de cavitación.

r_{nuc}	P_{out} (kPa)	P_{in} (kPa)	k	V_{aire}/V_{total} (%)	e (%)
0,0005	210	530,44	0,66	0	0
0,0945	210	530,36	0,65	0	0
0,0005	180	500,23	0,56	0,01	0
0,0945	180	499,80	0,56	0,01	0

0,0005	150	469,22	0,47	0,03	-2,86E-02
0,0945	150	468,39	0,47	0,24	-3,93E-01

Tabla 9. Efecto de r_{nuc} en los resultados. $F_{vap} = 130$, $F_{cond} = 5 \cdot 10^{-4}$ con $t_s = 0,0002$ segundos y $Re=3000$

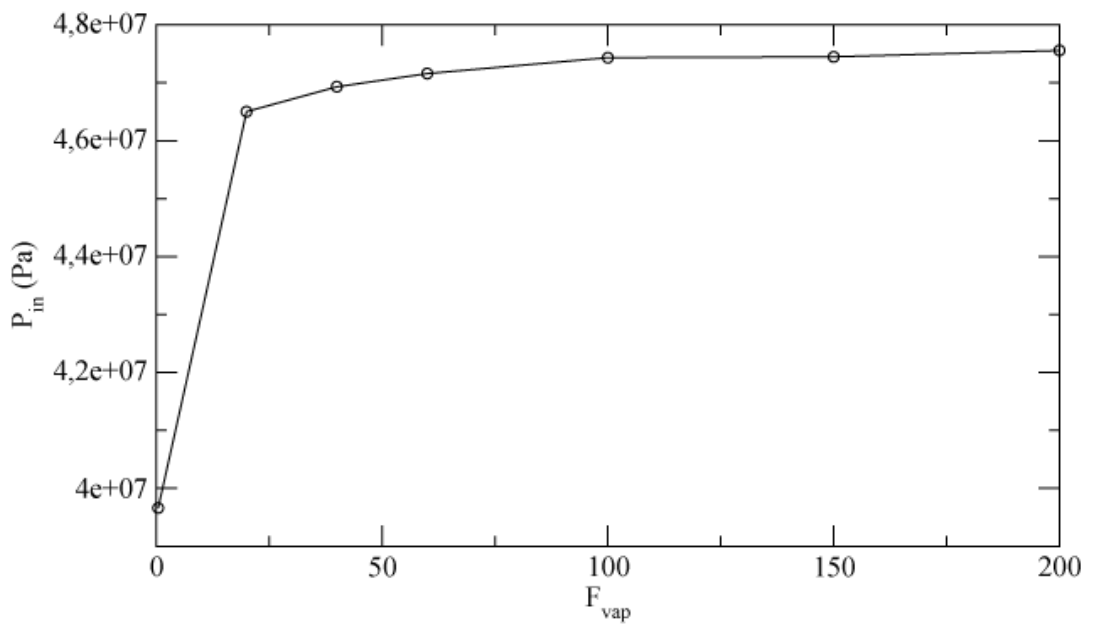
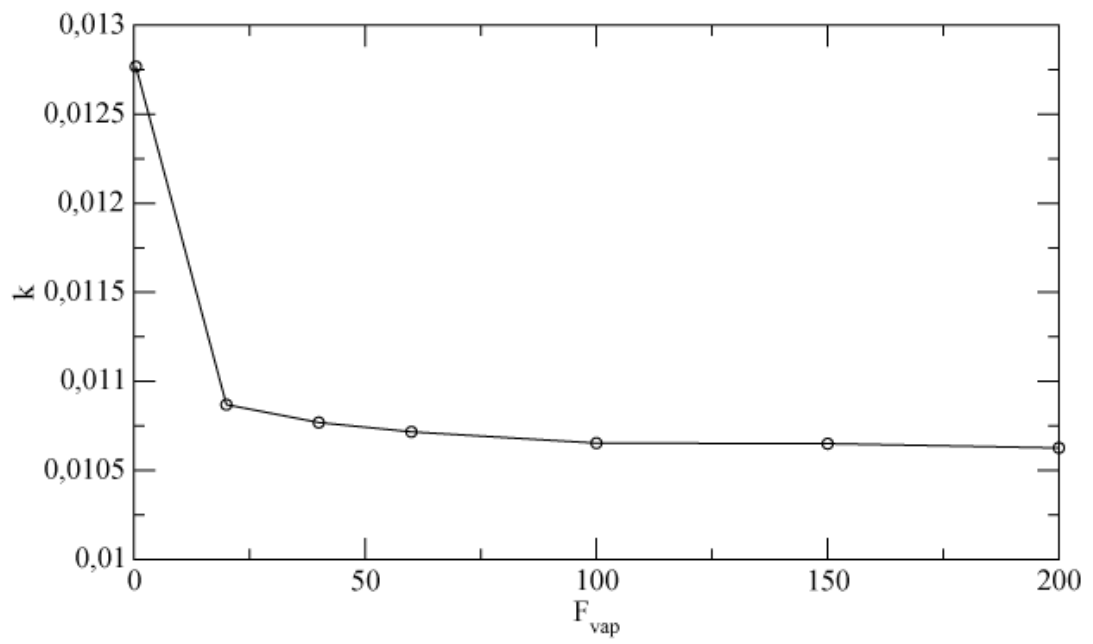
Tal y como se verá más adelante, para $k_{Re_{3000}} = 0,47$ la cavitación está completamente desarrollada y en la tabla se puede observar que si se mantiene el parámetro r_{nuc} por defecto, esa cantidad de vapor resultaría imposible de ver a simple vista. Ya que se desconoce la cantidad de vapor experimental, se ha considerado más oportuno tomar como valor $r_{nuc} = 0,0945$.

Del mismo modo que ocurría en el venturi, se ha observado que los resultados varían notablemente en función de los parámetros F_{vap} y F_{cond} . Se ha realizado un estudio para determinar los parámetros adecuados que hacen que las simulaciones se asemejen a los datos experimentales lo mejor posible.

Para el estudio de F_{vap} se han realizado varias simulaciones utilizando los siguientes parámetros fijos.

F_{cond}	0,001
t_s	0,002 s

Tabla 10. Parámetros utilizados



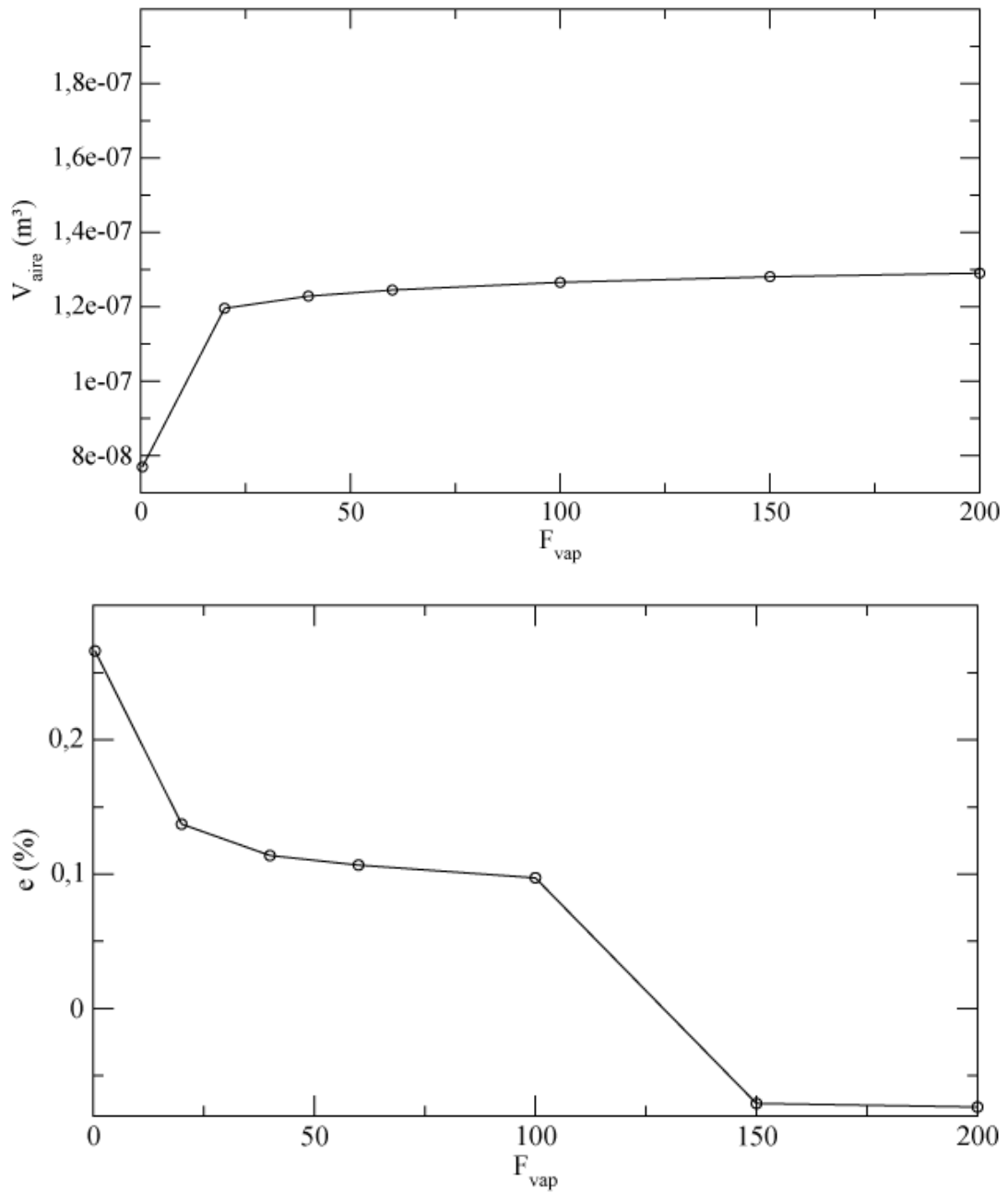


Figura 25. Conjunto de gráficas

Se concluye que un valor alto para el parámetro F_{vap} no afecta mucho los resultados. Se ha tomado $F_{vap} = 130$ ya que para ese valor las gráficas se mantienen prácticamente constantes y el error es nulo.

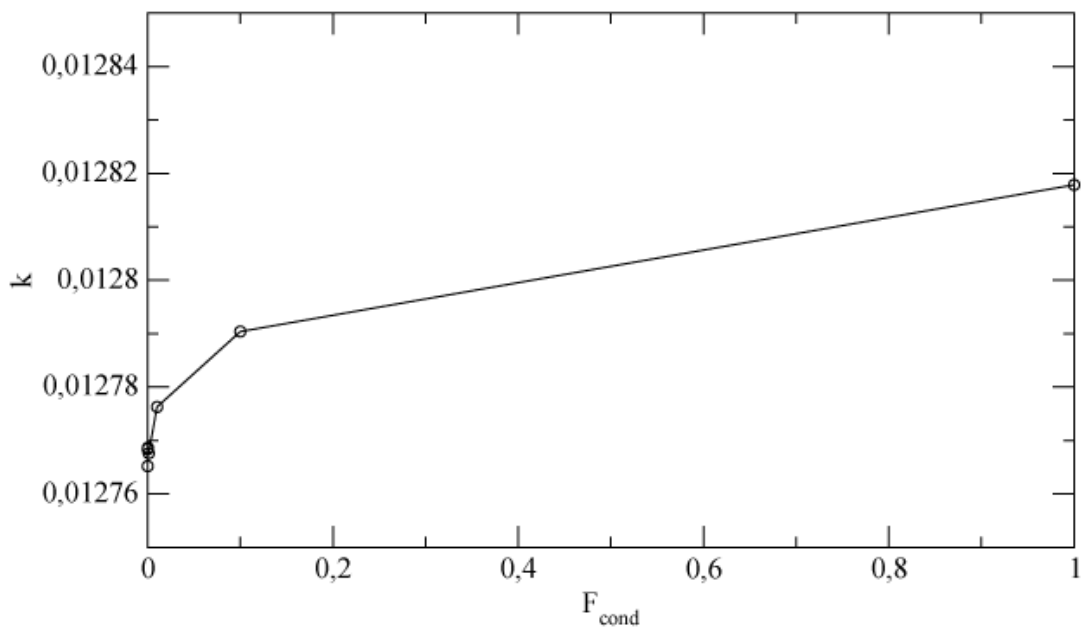
Haciendo referencia al capítulo 3.8, se concluía que un valor de $F_{vap_{aceite}} = 60$ era un valor razonablemente adecuado, sin embargo en el caso del orificio, si se toma ese valor se ve gráficamente que se encuentra en una zona donde las gráficas no han convergido aún y además, los resultados que da el modelo de cavitación comparándolos con datos experimentales son peores tomando ese valor que si se toma $F_{vap} = 130$.

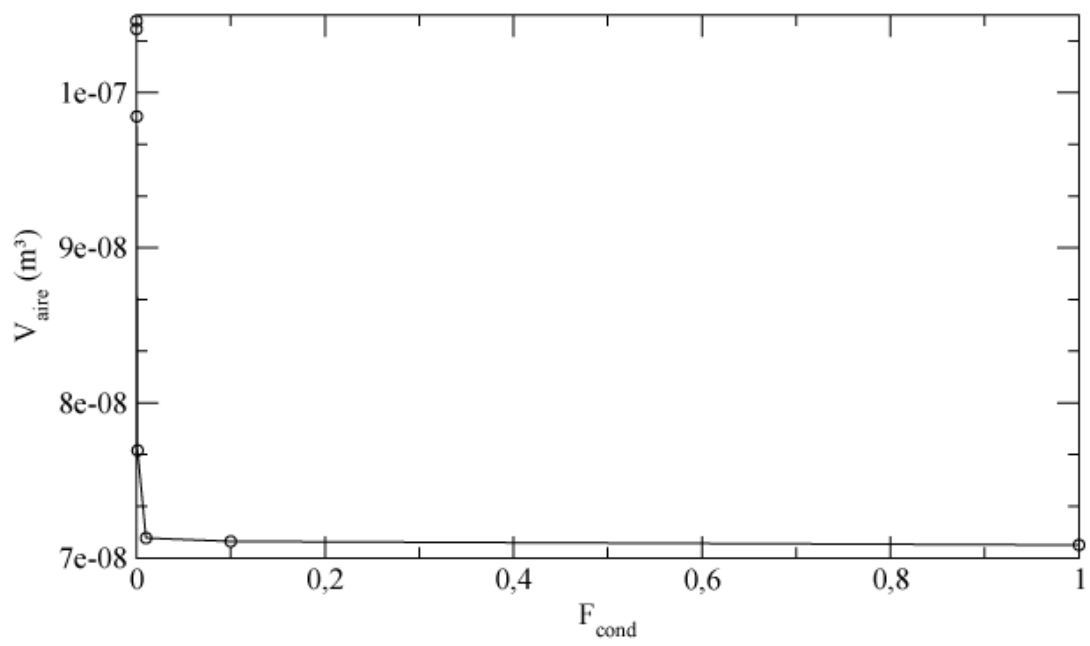
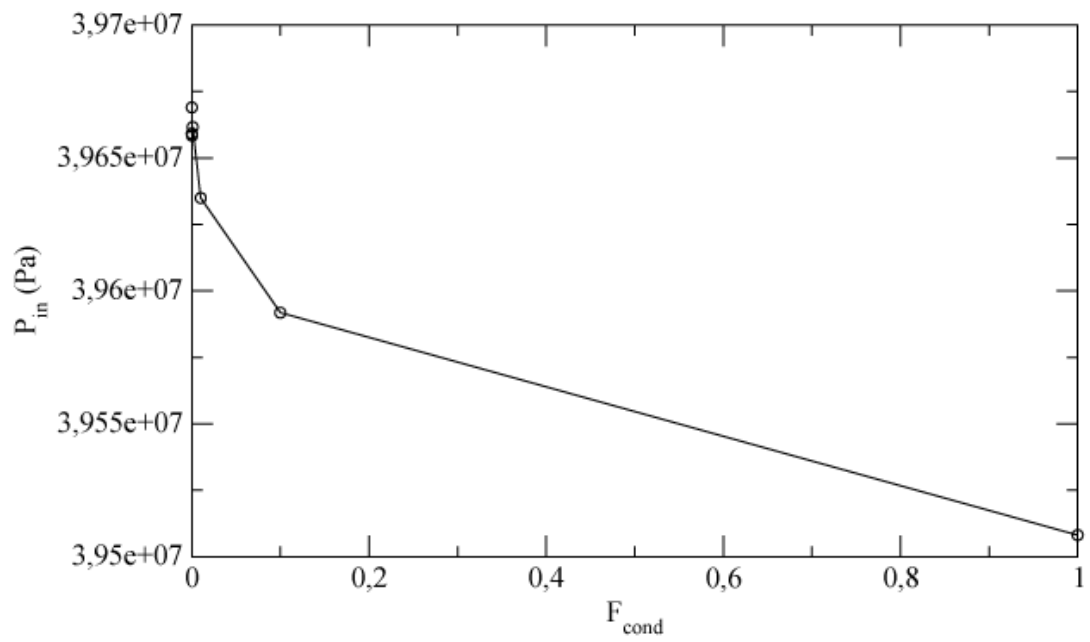
El mismo estudio se ha llevado a cabo con el parámetro F_{cond} .

F_{vap}	0,4
t_s	0,002 s

Tabla 11. Parámetros utilizados

Tomando estos valores y observando las gráficas siguientes, se aprecia una cierta dependencia de la geometría también para este parámetro ya que no converge para los mismos valores que convergía en el venturi, ver Figura 15.





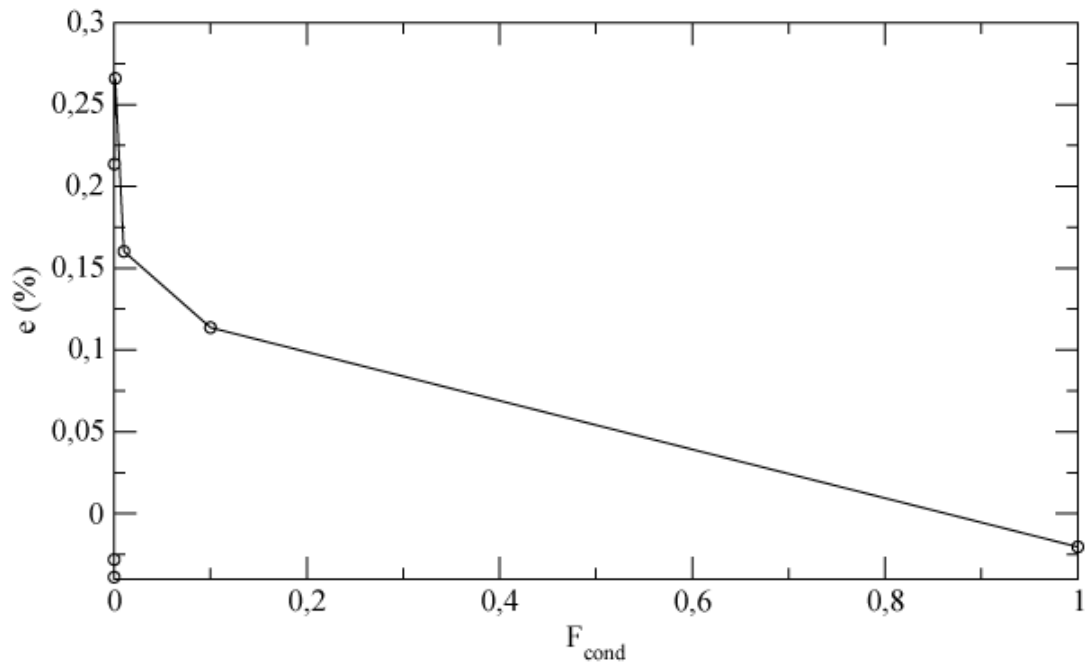


Figura 26. Conjunto de gráficas

Como se ve en las gráficas, es imposible acertar con un valor de F_{cond} . Para tratar de fijar un valor al parámetro, se han realizado simulaciones variando su valor y comparando los resultados con los obtenidos experimentalmente por Yamaguchi, et al. [17].

r_{nuc}	F_{vap}	F_{cond}	P_{out} (kPa)	k	V_{aire}/V_{total} (%)
0,0005	130	0,8	180	0,56	0
0,0945	130	0,8	180	0,64	1,23
0,0005	130	0,02	180	0,56	0
0,0945	130	0,02	180	0,64	1,06
0,0945	130	0,005	180	0,63	0,99

0,0005	130	0,0005	180	0,56	0,008
0,0945	130	0,0005	180	0,56	0,014

Tabla 12. Datos obtenidos para $Re = 3000$ y $t_s = 0,0002$ s

Se comenta que según datos experimentales (Figura 30), para $Re = 3000$, $k_i \approx 0,63$ (empieza a formarse cavitación en el orificio) y $k_c \approx 0,5$ (número de cavitación al que se producen las condiciones de bloqueo) [17]. Sin embargo, en la tabla anterior se observa que para valores de F_{cond} “altos” existe ya alrededor del 1% de volumen de aire en el interior del orificio cuando $k = 0,64$ con $r_{nuc} = 0,0945$. Si $r_{nuc} = 0,0005$, para la misma condición de contorno y valores para el parámetro F_{cond} “altos”, el número de cavitación k es menor, $k_c < k < k_i$ situación en la cual debería existir cavitación y no obstante es nula. Los resultados dados para un valor alto de F_{cond} no se ajustan a la realidad.

Se ha escogido $F_{cond} = 0,0005$ ya que para valores bajos el comportamiento del modelo cambia radicalmente y tal y como se puede ver en la tabla anterior, para $k = 0,56$ existe un pequeño porcentaje de cavitación. Como se ha explicado al principio de este apartado, se ha escogido $r_{nuc} = 0,0945$ porque con este valor el porcentaje de vapor en el fluido es mayor, lo que facilitaría la visión experimental realizada por Yamaguchi, et al., y porque solo afecta a la cantidad de vapor en el fluido sin afectar a las demás características.

Para una mayor redundancia, se ha repetido el estudio de los parámetros en el orificio reemplazando el aceite por agua líquida con las mismas características que en el venturi. Se ha obtenido que los valores óptimos deben ser $F_{vap} = 130$ y un valor indeterminado para F_{cond} ya que tiene un comportamiento muy inestable y es imposible asegurar un valor óptimo sin la realización de simulaciones con diferentes valores de F_{cond} y comparar los resultados con datos experimentales tal y como se ha llevado a cabo con el aceite.

También se debe comentar que a mayores valores de F_{cond} el tiempo para realizar una simulación se ve incrementado.

A continuación se presenta una tabla en modo de resumen.

	Venturi agua	Orificio agua	Venturi aceite	Orificio aceite
F_{vap}	60	130	60	130
F_{cond}	8E-02	-	6E-04	5E-04

Tabla 13. Parámetros óptimos

Con esta geometría se observa que el parámetro F_{cond} no converge mientras que F_{vap} es de un orden de magnitud superior.

Del mismo modo que ocurría en la geometría del venturi, el fluido no afecta al parámetro F_{vap} . No se puede decir nada al respecto sobre el parámetro F_{cond} ya que se carece de datos experimentales en agua para esta geometría y no se ha podido encontrar su valor adecuado.

Se puede concluir que los parámetros del modelo de cavitación F_{vap} y F_{cond} se ven muy afectados según la geometría del objeto y el fluido con el que se trabaje. Concretamente, F_{vap} se ve muy afectado por la geometría, independientemente del fluido y F_{cond} se ve muy afectado por el fluido y la geometría. r_{nuc} y R_B solo afectan a la cantidad de vapor de la cavitación.

4.5 Influencia del paso de tiempo

El paso de tiempo o t_s no se ve afectado por la geometría ni por el tipo de fluido de la fase principal. Si se reduce, los resultados convergen tal y como ocurre en el apartado 3.6.

Las simulaciones se han realizado con $t_s = 0,0002$ segundos.

4.6 Comparación de los resultados con el modelo de cavitación de Schnerr & Sauer y resultados experimentales

A partir de los datos proporcionados por Yamaguchi, et al. en sus experimentos [17] se ha deseado reproducir el experimento de forma computacional con el modelo de

cavitación de Zwart, et al. [14]. A continuación se recopila toda la información de los apartados anteriores y se resume en forma de tabla:

	f	V_{aire}	e
Si F_{cond} aumenta	-	Converge	-
Si F_{vap} aumenta	Converge	Converge	Aumenta
Si t_s disminuye	Disminuye	Disminuye	Disminuye

Tabla 14. Cuadro resumen

Como ya se ha comentado, se ha escogido un valor para el parámetro F_{vap} alto, t_s pequeño para disminuir el pequeño desequilibrio que pueda haber en las simulaciones y los otros parámetros del modelo se han escogido con los criterios comentados en los apartados anteriores.

Para realizar las simulaciones se han empleado los siguientes parámetros:

F_{vap}	130
F_{cond}	0,0005
R_B	1E-06
t_s	0,0002

Tabla 15. Valores de los parámetros utilizados para las simulaciones definitivas

Se han realizado simulaciones con $Re = 3000$ y $Re = 4000$ para la validación del modelo de cavitación en esta geometría.

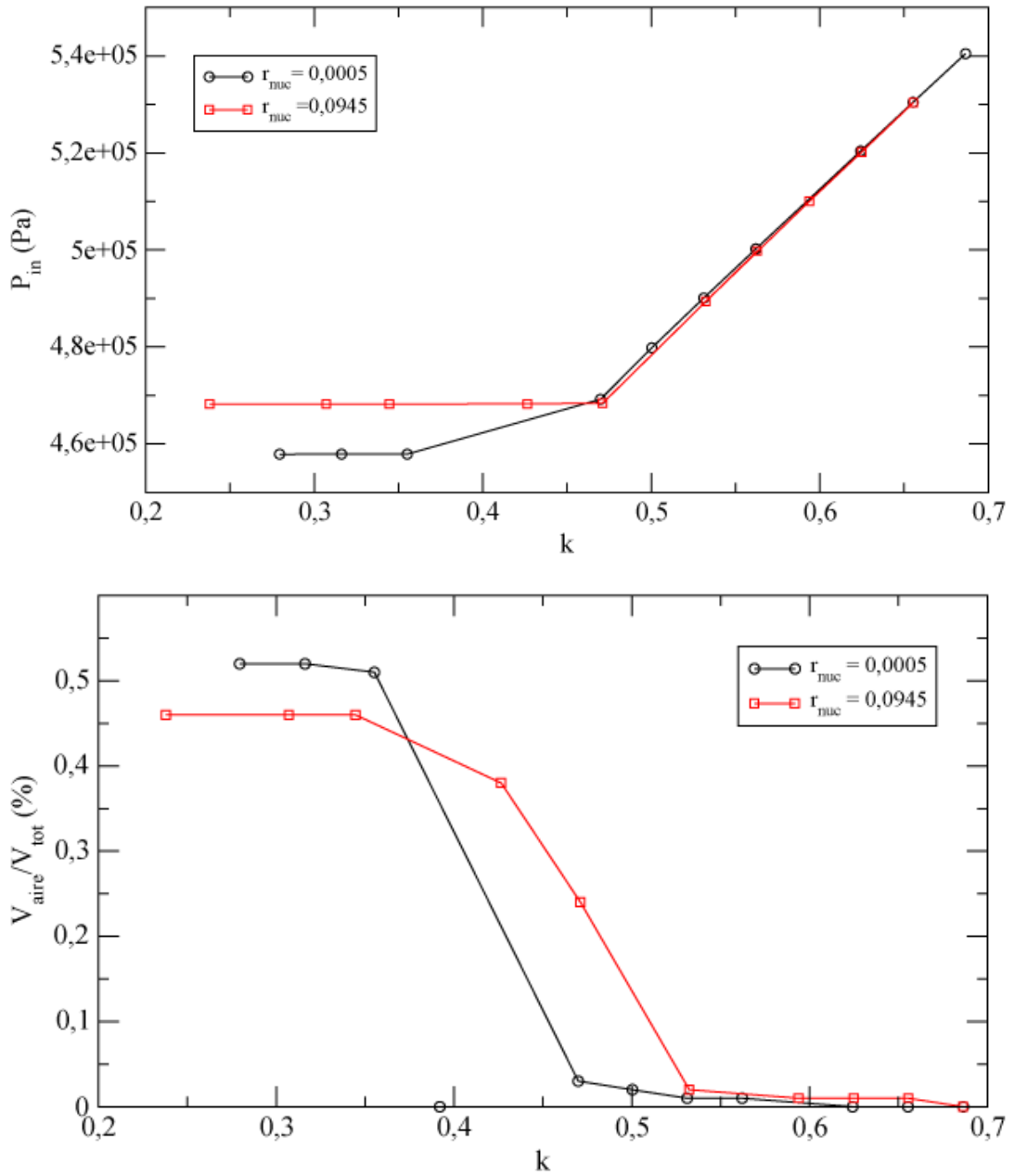


Figura 27. Conjunto de gráficas para $Re = 3000$

Observando la Figura 30 se pueden aproximar los números de formación de la cavitación y colapso para $Re = 3000$ a:

$k_{i_{exp}}$	0,63
$k_{c_{exp}}$	0,50

Tabla 16. Números de cavitación experimentales

Según los datos obtenidos, para $r_{nuc} = 0,0945$ la formación de la cavitación empieza a formarse en el borde del orificio para k un poco mayor al experimental, $k_i \approx 0,67$ y colapsa bastante más tarde, $k_c \approx 0,38$, ver Figura 27 y Tabla 16. Se observa que la presión se estabiliza a un número de cavitación mayor pero aun así, el volumen de vapor sigue aumentando hasta que llega a k_c .

Las simulaciones realizadas con $r_{nuc} = 0,0005$ dan unos resultados con un comportamiento global parecido al caso anterior pero en éste, $k_i \approx 0,64$ y $k_c \approx 0,35$. Aunque en este caso k_i se aproxima mucho al valor real, k_c se aleja mucho más y se ha considerado más oportuno tomar como resultados más fiables los obtenidos con $r_{nuc} = 0,0945$ ya que los datos experimentales son obtenidos a simple vista con la ayuda de un transductor de presión semiconductor [17] y seguramente $k_{i_{exp}}$ es en realidad mayor. Con $r_{nuc} = 0,0945$ y para $k_{i_{exp}}$, la cantidad de vapor en la simulación ya no es nula y podría ser detectable. Además, k_c en este caso se aproxima mucho más al valor experimental aunque en los dos casos, la cavitación colapsa mucho más tarde que lo que se observa en los experimentos.

Se han realizado las mismas simulaciones para $Re = 4000$.

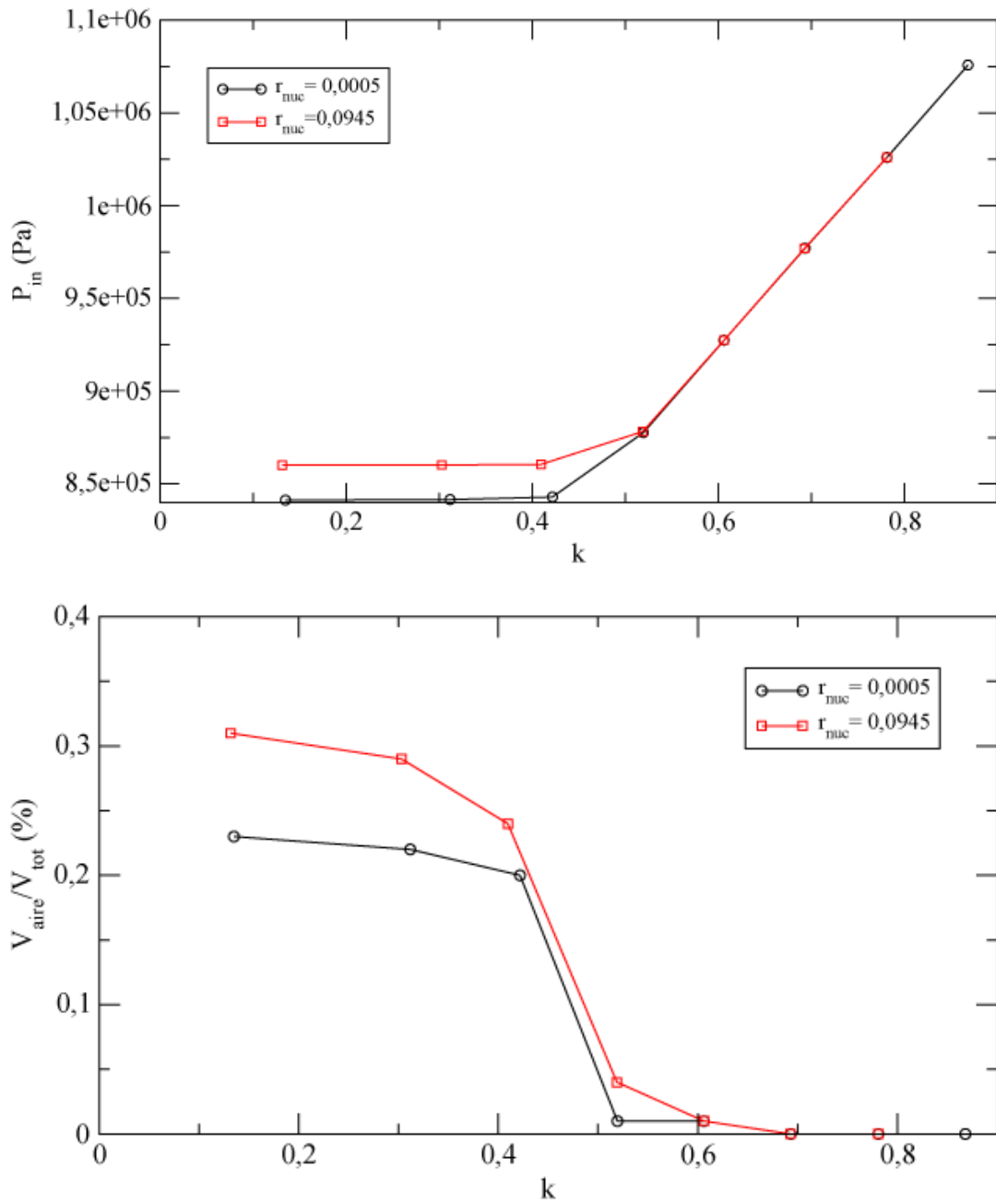


Figura 28. Conjunto de gráficas para $Re = 4000$

Experimentalmente, los números de cavitación a los que se observa la formación y colapso de la cavitación son:

$k_{i_{exp}}$	0,65
$k_{c_{exp}}$	0,57

Tabla 17. Números de cavitación experimentales

Con $r_{nuc} = 0,0945$ se ha obtenido $k_i = 0,69$ y $k_c = 0,41$ y con $r_{nuc} = 0,0005$, $k_i = 0,62$ y $k_c = 0,4$. Una vez más se observa en las gráficas anteriores que la presión llega a las condiciones de bloqueo pero aún así, el volumen de vapor en el interior del orificio sigue aumentando hasta que también llega a unas condiciones de bloqueo para un número de cavitación más pequeño.

La cantidad de vapor en las condiciones de colapso es mayor para $r_{nuc} = 0,0945$, sin embargo para $Re = 3000$ era el contrario, ver Figura 27. También se observa que el volumen de aire es mucho menor que el que se obtenía para $Re = 3000$ debido a que los números de cavitación que representan los puntos de nuestro estudio son mayores.

También se observa que los resultados que da el modelo se aproximan mucho más a los datos experimentales en el inicio de la formación que no en el colapso.

Se han comparado los resultados obtenidos con el modelo de Zwart-Gerber-Belamri (Z-G-B) [14] para $Re = 3000$ con el modelo de Schnerr-Sauer (S-S) [28] para el mismos Reynolds. Para el modelo de Schnerr-Sauer, se ha fijado la única constante del modelo, densidad del número de burbujas, a 10^{20} burbujas/ m^3 . Éste, es el valor

máximo que puede tomar la constante. También se han realizado simulaciones fijando la constante a 10^{14} burbujas/ m^3 pero los resultados obtenidos son idénticos

y se pueden consultar en el anexo.

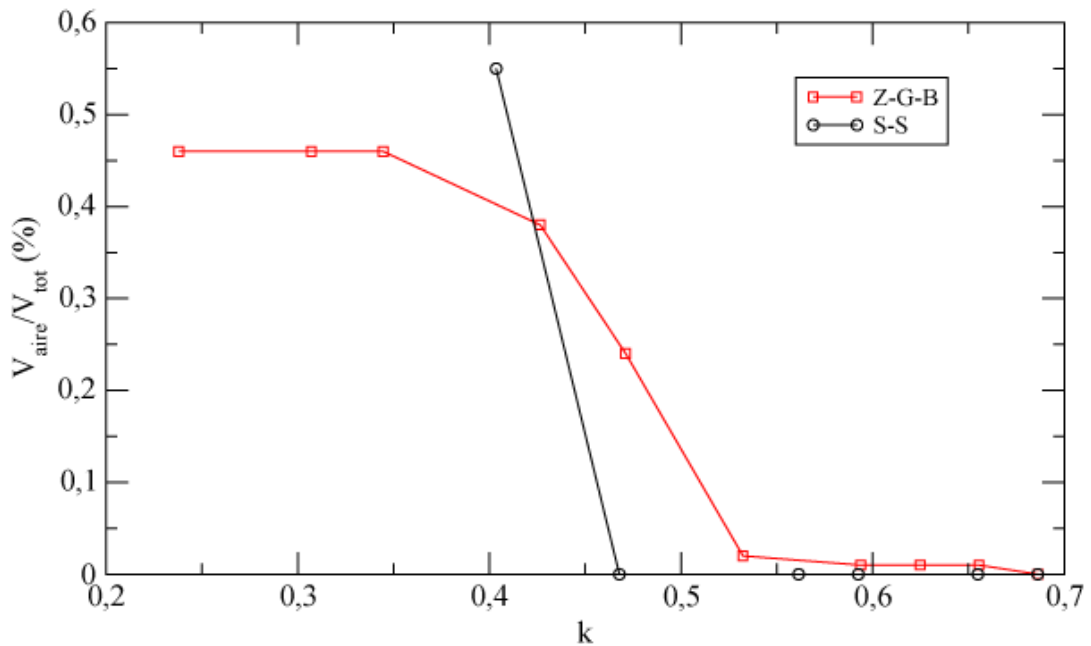


Figura 29. Comparación entre los dos modelos de cavitación para $Re = 3000$

El modelo S-S no es un buen modelo para simular la cavitación en esta geometría o bien no da unos resultados adecuados cuando el flujo es laminar. Con este modelo se ha obtenido $k_i = 0,47$. No se han realizado simulaciones para k menores a los que están representados y no se sabe en qué punto se encuentra k_c ni si existe.

No se han realizado ya que k_i se aleja mucho del valor experimental y además, el parámetro modificable del modelo no aporta variaciones en los resultados obtenidos. Así que se descarta el modelo completamente para este tipo de geometría.

La siguiente gráfica muestra los valores experimentales [17] y los valores de formación y colapso obtenidos con el modelo de Zwart, et al.

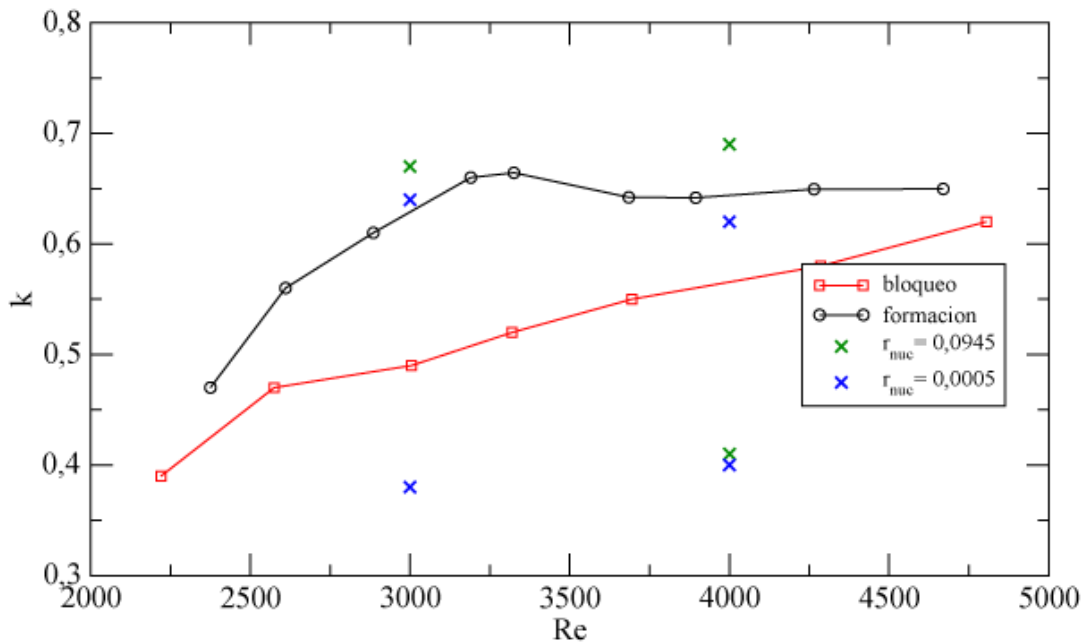


Figura 30. Número de cavitación de formación y colapso en función del Reynolds. Experimentos de Yamaguchi, et al.[17] y simulaciones numéricas

Los modelos de cavitación no describen con total exactitud el comportamiento real de la cavitación en un orificio. Aunque se han establecido los parámetros del modelo de cavitación estudiado a unos valores debidamente razonados no se ha conseguido el resultado esperado.

Los números de cavitación obtenidos con el modelo de Z-G-B a los que empieza a formarse se aproximan bastante a los datos experimentales, sin embargo, se alejan mucho los números de cavitación a los que se producen las condiciones de colapso.

Eso se puede deber a diferentes motivos muchos de ellos ya comentados en el venturi como pueden ser los mismos valores escogidos para los parámetros del modelo, el mallado,... Otra posible causa podría deberse a las propiedades del fluido tomadas. Se ha comprobado y demostrado en apartados anteriores que las propiedades del fluido afectan a los parámetros del modelo y éstos afectan directamente a los resultados de la simulación.

Para finalizar este capítulo, se representa la cavitación en el orificio para distintos números de cavitación con $Re = 3000$ en una secuencia de imágenes. Inicio de la cavitación, $k = 0,65$; desarrollo de la nube de vapor y finalmente cavitación en condiciones de bloqueo o colapso, $k = 0,38$.

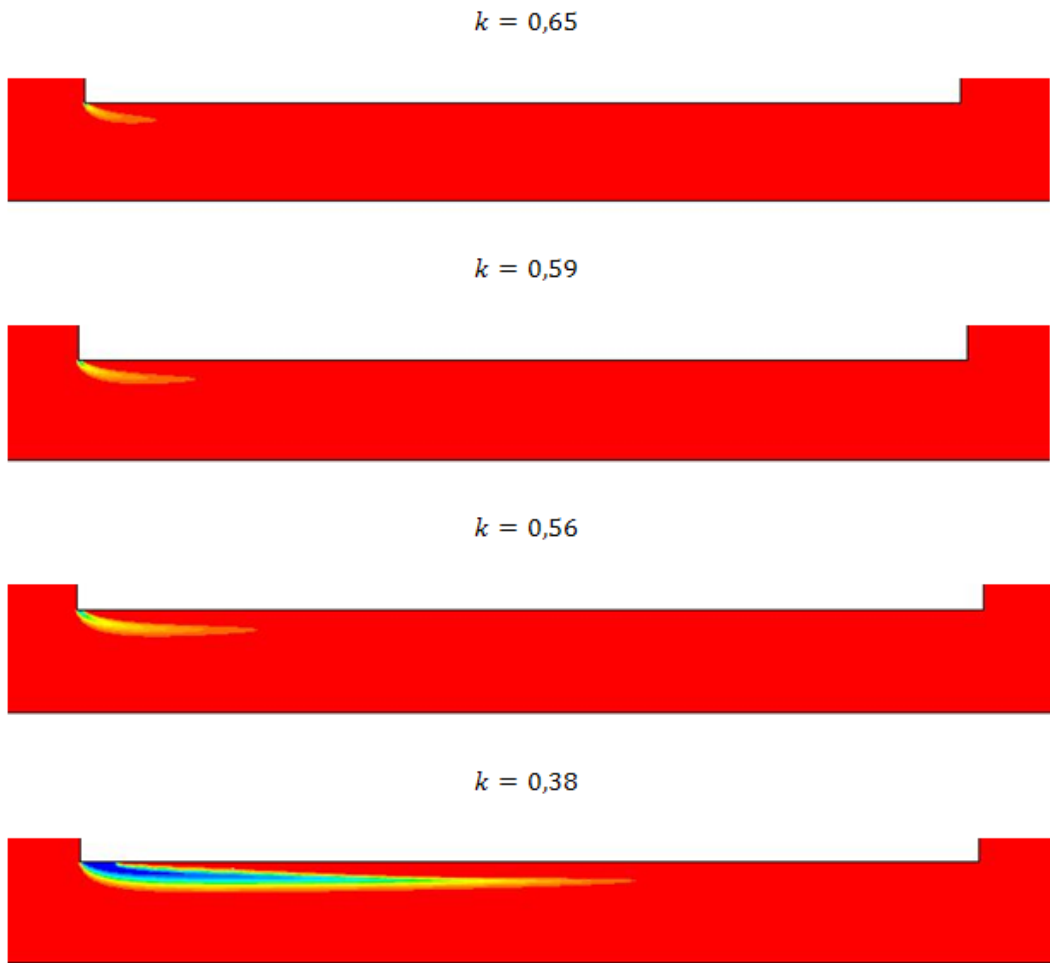


Figura 31. Secuencia de imágenes del orificio a diferentes números de cavitación con $Re = 3000$

Capítulo 5. Presupuesto

Para llevar a cabo este proyecto, ha sido necesario disponer de una licencia de software de ANSYS Fluent. Esta licencia es propiedad de la ETSEIAT, UPC. Su coste es de 300€ anuales.

Cantidad temporal	Coste unitario	Coste total
1 año	300 €/año	300€

Tabla 18. Coste de la licencia de Fluent

A parte, hay que añadirle los costes generados por la mano de obra. Se ha calculado en base a un sueldo de 8€ por hora.

Cantidad temporal	Coste unitario	Coste total
450 horas	8 €/hora	3600€

Tabla 19. Coste de la mano de obra

Otros programas empleados, así como el sistema operativo LINUX son software de libre distribución y no suponen coste alguno. El coste total del proyecto es:

Concepto	Coste
Licencia Fluent	300€
Mano de obra	3600€
COSTE TOTAL	3900€

Tabla 20. Coste total del proyecto

Capítulo 6. Análisis medio-ambiental

Para la realización del proyecto, solamente se ha empleado un ordenador personal y el clúster que dispone el departamento de aeronáutica de la ETSEIAT por lo que el estudio no representa ninguna afección de tipo medio-ambiental.

Cualquier mejora en los métodos numéricos en ingeniería redundará en mejores diseños, lo que conlleva a mejoras de rendimiento de los sistemas y por tanto a un beneficio para el medio ambiente.

Capítulo 7. Conclusiones

La validación del modelo de cavitación de Zwart, et al. [14] ha sido realizada a partir de resultados obtenidos en dos geometrías y dos fluidos distintos. Los datos obtenidos se han comparado con datos experimentales y con los resultados aportados por el modelo de cavitación desarrollado por Schnerr-Sauer [28].

Simulaciones en un venturi han sido realizadas con agua para poder comparar los resultados obtenidos con los datos experimentales. Previamente se ha realizado un estudio de los parámetros del modelo (F_{vap} , F_{cond} , r_{nuc} y R_B) con el fin de obtener unos buenos resultados que se aproximen a la realidad. El mismo estudio se ha repetido usando un orificio circular como geometría de estudio de la cavitación y aceite como fluido principal, en este caso, el flujo era laminar.

Para determinar la influencia de las propiedades del fluido en los parámetros del modelo se han realizado dos simulaciones en el venturi, una con agua y otra con aceite. Se ha observado que los valores que debían adoptar dichos parámetros para obtener unos buenos resultados numéricos eran muy diferentes dependiendo de las características del flujo. En el orificio se ha repetido el estudio y se ha llegado a la misma conclusión.

También se ha estudiado la influencia de la geometría en los resultados del modelo. Para ello se han comparado los valores que tenían que adoptar los parámetros en el venturi y en el orificio para un mismo fluido viéndose que debían adoptar unos valores diferentes según la geometría. Del mismo modo, se concluye que la geometría también afecta mucho a estos parámetros y en consecuencia a los resultados de las simulaciones.

Se ha observado que realizando un buen estudio previo para determinar y fijar los valores óptimos de los parámetros F_{vap} y F_{cond} , los otros dos parámetros (r_{nuc} y R_B) solo afectan a la cantidad volumétrica de la fase secundaria sin verse muy afectadas el resto de características del fluido.

Aunque el modelo de cavitación estudiado proporciona unos resultados con un comportamiento global parecido a los datos experimentales, éstos no se aproximan de forma aceptable a la realidad como para poder emplearlo en el estudio de la cavitación en mecanismos reales para su posterior fabricación industrial en los cuales se precise con exactitud la intensidad de cavitación, inicio, colapso...

En la geometría del venturi, se ha comparado la frecuencia de desprendimiento de la nube de vapor respecto al número de cavitación. A pesar de que la frecuencia aumente conforme aumenta también el número de cavitación y las condiciones a las que desaparece la cavitación sean casi las mismas que las aportadas por los datos experimentales, el valor de la frecuencia de desprendimiento numérica es el 75% del valor de la real. En este caso se ha observado que el comportamiento global del modelo numérico respecto al experimental es parecido, sin embargo, los valores de los resultados son inferiores.

Respecto a la geometría del orificio con aceite, se ha observado un comportamiento similar al del venturi. Globalmente, el modelo predice bien las distintas etapas de cavitación: aparecen las primeras burbujas de aire para un número de cavitación similar al experimental y la nube de vapor se expande hasta llegar a las condiciones de bloqueo de cavitación determinadas para cada Reynolds a un número de cavitación determinado. No obstante, estas condiciones de bloqueo se alejan bastante de las condiciones de bloqueo observadas experimentalmente.

El modelo de Schnerr, et al. [28] proporciona unos resultados muy parecidos al de Zwart, et al. [14] en el caso del venturi. En el orificio los resultados obtenidos con este modelo divergen mucho de la realidad y de los proporcionados por el modelo de Zwart, et al. lo que lo convierte en un modelo muy poco fiable.

Finalmente se concluye que debido a que el modelo de cavitación estudiado (Zwart, et al. [14]) es muy sensible a las características del flujo y a la geometría del objeto de estudio, un estudio previo de sus parámetros para cada tipo de geometría y fluido debería ser realizado con todas las dificultades y tiempo de simulación que eso lleva asociado. Aunque este modelo da unos mejores resultados (con un previo estudio de sus parámetros) que el modelo de Schnerr-Sauer, el tiempo empleado para calibrarlo lo hace inviable para su uso en el estudio de mecanismos industriales.

Cabe destacar que el modelo da un comportamiento global de la cavitación bastante bueno para distintas geometrías y fluidos. Así por ejemplo, para el estudio previo de cavitación oleohidráulica en mecanismos o elementos industriales se podría emplear este modelo para obtener de forma global la dinámica del fenómeno de la cavitación pero para obtener resultados más precisos sería necesario emplear otro modelo. Algunas modificaciones del modelo matemático deberían ser realizadas para tratar de minimizar la dependencia de los parámetros del modelo a las características del fluido y a la geometría para reducir el tiempo de calibración del modelo para cada caso de estudio y para poder conseguir unos resultados más exactos.

Capítulo 8. Bibliografía

- [1] Furnes, R. A., and Hutton, S. P. Experimental and Theoretical Studies of two-dimensional Fixed-Type Cavities. *J. Fluid Engineering*. Vol. 97, 515-522, 1975.
- [2] Delannoy, Y., and Kueny, J. L. Two phase flow approach in unsteady cavitation modeling. *Cavitation and Multiphase Flow Forum*. Vol. 98, 153-158, 1990.
- [3] Song C., and He J. Numerical simulation of cavitating flows by single-phase flow approach. *3rd Int. Symp. on Cavitation*, 1998.
- [4] Shin, B. R., and Ikohagi, T. Numerical analysis of unsteady cavity flows around a hydrofoil. *ASME-FEDSM*, 1999.
- [5] Ventikos, Y., and Tzabiras, G. A numerical Method for the Simulation of Steady and Unsteady Cavitating Flows. *Comput Fluids*. Vol 29, 63-88, 2000.
- [6] Kubota, A., Kato, H., and Yamaguchi, H. A new modeling of cavitating flows: a numerical study of unsteady cavitation on a hydrofoil section. *J. Fluid Mch*. Vol. 240, 59-96, 1992.
- [7] Chen, Y., and Heister, S. D. Modeling hydrodynamic Non-Equilibrium in Bubbly and Cavitating Flows. *J. Fluids Eng*. Vol. 118, 172-178, 1995.
- [8] Grogger, H. A., and Alajbegovic, A. Calculation of the Cavitating Flow in Venturi Geometries Using Two Fluid Mode. *ASME-FEDSM*, 1998
- [9] Bunnell, R. A., and Heister, S. D. Three-dimensional unsteady simulation of cavitating flows in injector passages. *J. Fluid Eng*. Vol. 122, 791-797, 2000.
- [10] Schnerr, G. H., and Sauer, J. Unsteady cavitating flow – A new cavitation model based on modified front capturing method and bubble dynamics. *Proceedings of ASME-FEDSM*, 2000.
- [11] Singhal, A., k., Vaidya, N., and Leonard, A. D. Multi-dimensional Simulation of Cavitating Flows Using a PDF Model for Phase Change. *ASME-FEDSM*, 1997.

- [12] Merkle, C. L., Feng, J., and Buelow, P. E. O. Computational modeling of the dynamics of sheet cavitation. *3rd Int. Symp. on Cavitation*, 1998.
- [13] Senocack, I., and Shyy, W. A Pressure-Based Method for Turbulent Cavitating Flows. *J. Comput. Phys.* Vol. 176, 363-383, 2002.
- [14] Zwart, P. J., Gerber, A. G., and Belamri, T. A two phase flow model for predicting cavitation dynamics. *ICMF International Conference on Multiphase Flow*, 2004.
- [15] Zwart, P. J. Numerical Modelling of Free Surface and Cavitating Flows. *VKI Lecture Series*, 2005.
- [16] Coutier-Delgosha, O., Fortes-Patella, R., and Reboud, J. L., Pouffary, B. Numerical simulation of unsteady cavitation flows: some applications and open problems. *5th International Fluid Power Symposium*, 2003.
- [17] Yamaguchi, A., Eng, M., and Eng, Dr. Cavitation characteristics of long orifices in hydraulic systems. *5th International Fluid Power Symposium*, 1978.
- [18] C.E. Brennen. *Cavitation and Bubble Dynamics*. Oxford University Press, 1995.
- [19] Cha, Y., S. On the equilibrium of cavitation nuclei in liquid-gas solutions. *ASME Journal of Fluids Engineering*. Vol. 103, 425-431, 1981.
- [20] Mori, Y., Hijikata, K., and Nagatani, T. Fundamental study of bubble dissolution in liquid. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1977.
- [21] Tsai, J., and Chen, Y. A generalised approach on equilibrium theory of cavitation nuclei in liquid-gas solutions. *Journal of Fluids Engineering*, 1990.
- [22] *ANSYS Fluent 12.0 Theory guide*, 2009.
- [23] Stutz, B., and Reboud, J. L. Measurements on unsteady cavitation. *Experiments in Fluids*, 2000.
- [24] Coutier-Delgosha, O., Fortes-Patella, R., and Reboud, J. L. Test case number 30: Unsteady cavitation in a Venturi type section. *Test-cases for interface tracking methods*, 2004.

- [25] Coutier-Delgosha, O., Fortes-Patella, R., and Reboud, J. L. Evaluation of the Turbulence Influence on the Numerical Simulations of Unsteady Cavitation. *Journal of Fluids Engineering*, 2003.
- [26] Del Campo, D., Analysis of the Suction Chamber of External Gear Pumps and their Influence on Cavitation and Volumetric Efficiency. *PhD Thesis*, 2012.
- [27] Zwart, P. J., Comunicación personal.
- [28] Schnerr, G. H., and Sauer, J. Physical and numerical modeling of unsteady cavitation dynamics. *Fourth International Conference on Multiphase Flow*, 2001.