



Universidad de Oviedo

TESIS DOCTORAL

Análisis CFD y modelado teórico de la auto-excitación de vibraciones por Inestabilidad Fluidoelástica en intercambiadores tubulares de flujo cruzado.

Autor:

Guillermo Laine Cuervo

Directores:

Jorge Luis Parrondo Gayo.

Beatriz de Pedro Palomar

Programa de Doctorado: Energía y Control de Procesos

Departamento de Energía

Año 2020

Abstract

Cylinders arrays subject to cross-flow (either air or water, as in a heat exchanger), may undergo flow-induced vibrations due to a number of different excitation mechanisms. Among them, the one with the highest potential to develop high amplitude vibrations is the one known as fluidelastic instability (FEI). The vibrations induced by this phenomenon could lead to severe damage in a short period of time.

The FEI is a form of auto-induced vibrations controlled either by a fluid-damping mechanism (requires one degree of freedom as in a flexible tube vibrating in one direction), or by a fluid-stiffness one (which requires several tubes vibrating in coupled motion). Over the last decades, several authors have studied experimentally this phenomenon aiming to establish the conditions (the critical velocity, specifically), that leads to it. However the data collected showed significant scatter due to the different variables involved such as the array geometry, the pitch-to-diameter ratio, degrees of freedom, the turbulence intensity, the existence of other excitation mechanisms...

On the other hand, some other authors have postulated different models trying to represent the different processes involved in the FEI, as the non-stationary model developed by Lever and Weaver. Even when this model is capable to predict the existence of destabilising forces, it imposes an important simplification of the reality.

CFD simulations have the potential to obtain detailed descriptions of the flow without simplifications or empirical data whatsoever. That should allow more reliable predictions for critical velocities even when the system operates in unstable regimes, where non-linear terms are predominant. For this reason, the present work proposes a CFD study of vibrations due to FEI. The objectives pursued can be summarized as follows:

- CFD modelling and verification.
- Development of a methodology to analyse the results.
- Hypotheses verification.
- Development of a theoretical model based on Lever and Weaver in which the previous results will be included.

In the present work, a fluid-damping controlled FEI is studied with a tube array in which one tube is flexible and vibrates under forced oscillations. A CFD methodology which includes dynamic meshing and the structural movement is developed to simulate a cross-flow in a parallel triangular array configuration with a P/d ratio of 1.57 and the vibrating tube in the fourth row. Simulations are performed with Ansys-Fluent 16.2 software based on 2D URANS equations, while the vibration is defined by an external user defined function (UDF).

The model and its configuration is based on previous works by de Pedro *et al* [1], including the Fluent settings, the domain geometry and, in particular, the parallel guide plates behind the last row of tubes that help control the disturbances downstream. The model geometry and response is improved with the inclusion of a “crown” around the vibrating tube that moves with it so the mesh deformation in that

region is avoided. Some other changes are made in the mesh density, the time step, the pace at which the vibration amplitude changes and the discretisation of the convective terms of the equations.

The model is validated with the data collected in the scientific literature. In particular:

- Average velocity and pressure flows, with Lever and Weaver [2], [3] and Khalifa *et al* [4], [5].
- Velocity and pressure fluctuations and delays with Khalifa *et al* [4], [5].
- Fluctuations in thrust forces and phase shift relative to tube position with Sawadogo and Murehiti [6].

In general terms, the predictions obtained can be considered adequate. The results are analysed with different tools, with special emphasis on what happens between the first tube and the vibrating one. The existence of a net transversal flux different to zero is observed, which contradicts one the Lever and Weaver hypotheses. Then the variables around this flux are discussed and analysed: there is dependence with the speed and position of the tube (an also with the main flux velocity). Once this is proved right, a new formulation of the Lever and Weaver model that incorporates these flows is developed. The analysis of this new model shows interesting results when is compared with the ones obtained with Fluent.

Finally, the influence of the vibration amplitude in the system (in terms of net damping) is also studied.

Resumen

Cuando se tiene un haz de cilindros sometidos a flujo cruzado, bien sea de aire o de agua, como puede ser el caso de un intercambiador de calor, pueden darse, bajo ciertas condiciones, una serie de vibraciones auto-inducidas que tienen su origen en distintos mecanismos de excitación. De entre estos mecanismos, el que tiene un mayor potencial para desarrollar vibraciones con amplitudes importantes es el fenómeno de la Inestabilidad Fluidoelastia (IFE), capaz de generar daños severos en un corto periodo de tiempo.

Es sabido que la IFE es una forma de vibración auto-excitada que tiene su origen en dos mecanismos diferentes. Por un lado, habría un mecanismo controlado por el amortiguamiento del sistema que únicamente requiere de un grado de libertad para desarrollarse (un tubo que vibra en una dirección). Por otro, se tendría un mecanismo controlado por la rigidez en donde aparecen fenómenos de acoplamiento en la vibración de varios tubos simultáneos. A lo largo de los años, han sido varios los autores que han estudiado este fenómeno desde el punto de vista experimental con el objetivo de poder establecer bajo qué condiciones se puede desarrollar la IFE y, en particular, cuál es la velocidad crítica que desencadena el fenómeno. El principal problema es que los datos experimentales recabados muestran una dispersión significativa atribuible a la cantidad de variables que entran en juego a la hora de desarrollarse la IFE: la configuración del haz, tanto en geometría como en tamaño, la relación paso diámetro, los grados de libertad del sistema, la intensidad de turbulencia, la presencia o no de otros mecanismos de excitación... entre otros.

Con el objetivo de dar una respuesta algo más concreta, se han postulado diversos modelos que intentan representar, de algún modo, los procesos involucrados en la IFE, como por ejemplo, el modelo no estacionario de Lever y Weaver sobre el que gira el presente trabajo. El principal problema de este modelo, pese a que es capaz de dar respuesta a la existencia de fuerzas desestabilizadoras, es que supone una importante simplificación de la realidad, lo que en ocasiones limita su efectividad. La indeterminación que la mayoría de los modelos propuestos deja, se podría cubrir con simulaciones basadas en la Fluido Dinámica Computacional (CFD), cuyas aportaciones a este tipo de estudios ha venido ganando importancia desde principios de 1990. La principal ventaja es que las simulaciones CFD tienen el potencial para dar una descripción detallada del flujo sin necesidad de simplificaciones o datos empíricos, lo que debería permitir obtener predicciones mucho más fiables para las velocidades críticas incluso cuando el sistema opera en régimen inestable, donde los términos no lineales son los predominantes.

Esta es una de las razones por las cuales la presente tesis plantea un estudio CFD de vibraciones debidas a la IFE. Los objetivos perseguidos se pueden resumir en los siguientes:

- Análisis CFD del fenómeno de la IFE en un haz de tubos y verificación del modelo.
- Desarrollo de una metodología de análisis de resultados.
- Planteamiento y verificación de hipótesis.
- Establecimiento de un modelo teórico basado en Lever y Weaver que incorpora los resultados anteriores.

En este trabajo, la IFE que se analiza es la controlada por el amortiguamiento, presentando un haz en el que un único tubo es flexible y vibra de manera forzada. De esta manera, se pueden analizar de manera más clara la relación entre el movimiento del tubo y las perturbaciones de flujo asociadas. Para esto, se ha desarrollado una metodología CFD, que incluye mallado dinámico y el movimiento estructural, para simular el flujo cruzado en una agrupación de tubos en configuración triangular paralela, con una relación P/d de 1,57 y un tubo que vibra en la cuarta fila. Las simulaciones se realizan con el software de Ansys-Fluent 16.2 basado en ecuaciones 2D URANS mientras que la vibración del tubo (creciente con el tiempo), se incorpora mediante una función externa definida por el usuario (UDF).

El modelo y su configuración se realiza en base a los trabajos anteriores de de Pedro *et al* [1]. Esto incluye no solamente los ajustes de los parámetros de Fluent sino la geometría del dominio, en particular, las placas guía paralelas tras la última fila de tubos que ayudan a controlar las perturbaciones aguas abajo del haz. Tras analizar distintas variables, la geometría del modelo se mejora con la inclusión de una corona alrededor del tubo que vibra que se mueve solidariamente con este. De esta manera, se elimina el problema de la deformación del mallado en esa zona. Otros parámetros que se cambian son: la densidad del mallado (mayor en este caso); el paso temporal (menor), la velocidad a la que varía la amplitud (lineal en lugar de exponencial) y la discretización de los términos convectivos de las ecuaciones (a segundo orden).

El modelo se contrasta con los datos recogidos en la literatura científica. En particular:

- Los flujos promedio de velocidades y presiones con Lever y Weaver [2], [3] y Khalifa *et al* [4], [5]
- Las fluctuaciones de velocidades, presiones y sus correspondientes retrasos con Khalifa *et al* [5]
- Las fluctuaciones en las fuerzas de empuje y el desfase respecto a la posición del tubo con Sawadogo y Murehiti [6].

En líneas generales, las predicciones obtenidas pueden considerarse adecuadas.

Los resultados obtenidos son analizados con distintas herramientas, haciendo especial hincapié en lo que ocurre entre el primer tubo y el tubo que vibra. Se observa la existencia de caudales transversales no nulos en este tramo, que contradicen una de las hipótesis del modelo de Lever y Weaver. Se teoriza sobre su dependencia con respecto a la velocidad y posición del tubo. Tras verificar que, efectivamente, esta hipótesis es correcta (y que, además, hay una dependencia con respecto a la velocidad del flujo también), se desarrolla una nueva formulación de la teoría de Lever y Weaver que incorpore estos caudales. El análisis de este nuevo modelo arroja resultados muy interesantes en su comparación con los resultados obtenidos con el Fluent.

Finalmente, se analiza también cómo influye la amplitud de vibración en el sistema en términos de amortiguamiento neto.

A mis padres, por enseñarme el camino y recorrerlo conmigo.

Agradecimientos.

En primer lugar, agradecer el enorme esfuerzo realizado por mis directores de Tesis por sacar esto adelante: al Doctor Jorge Parrondo y a la Doctora Beatriz de Pedro, pero sin olvidarme, por supuesto, de todas aquellas personas a las que he tenido el placer de molestar más tiempo del debido, como a Pedro García Regodeseves, cuyas aportaciones en la parte de Fluent resultaron más que valiosas.

Obviamente, es necesario agradecer también a la familia todo el apoyo que me han estado brindando todos estos años: mis padres, mi hermano y, en especial, Montse, que han sabido estar ahí en todo momento, dándome ánimos cuando los necesitaba y regañándome cuando me lo merecía. Esto último, sobre todo, es cosa de las madres.

Tampoco me puedo olvidar de los ánimos recibidos desde el LRAO de Susana, Sonsoles y, en particular, de Toña, que siempre ha estado muy pendiente. Por supuesto, el soporte emocional de las charlas de café con profesores y amigos, han sido también fundamentales.

A todos, muchas gracias.

Contenido

1.	Introducción.....	1
1.1	El fenómeno de la Inestabilidad Fluidoelástica.....	1
1.1.1.	La física detrás del fenómeno.....	3
1.1.2.	Mecanismos que desencadenan la IFE.....	6
1.2.	Modelos propuestos de IFE.....	7
1.2.1.	Modelo Jet-Switch.....	7
1.2.2.	Modelos Cuasi-estáticos.....	9
1.2.3.	Modelos cuasi-estacionarios.....	11
1.2.4.	Modelos cuasi-no estacionarios.....	13
1.2.5.	Modelos no estacionarios.....	15
1.2.6.	Modelos no lineales.....	21
1.3.	Modelos computacionales.....	24
2.	Objetivos.....	27
3.	Modelado CFD.....	29
3.1.	Geometría del haz – parámetros principales.....	29
3.2.	Dominio geométrico.....	30
3.2.1.	Mallado.....	34
3.2.2.	Contornos.....	34
3.3.	Modelo de flujo.....	35
3.3.1	Parámetros de la simulación en estado estacionario.....	35
3.3.2	Parámetros de la simulación en estado no estacionario.....	37
3.4.	Malla dinámica.....	37
3.5.	Procedimiento de cálculo.....	40
3.6.	Efectos de parámetros sobre resultados.....	43
3.6.1	Influencia del paso temporal.....	43
3.6.2	Influencia de la variación de la amplitud de vibración.....	44
3.6.3	Influencia de los criterios de convergencia y discretizaciones.....	46
3.6.4	Influencia de la calidad de la malla.....	47
3.6.5	Parámetros finales de la simulación.....	49
4.	Visualización del Flujo no Estacionario.....	50
4.1.	Generación de la macro – obtención de los datos.....	50
4.2.	Post-procesado.....	53
4.3.	Patrones de flujos promedio.....	56

4.4.	Fluctuaciones de velocidad.....	58
4.5.	Fluctuaciones de velocidad a lo largo de líneas fluidas.....	66
4.6.	Fluctuaciones de presión.....	68
4.7.	Fluctuaciones de la fuerza de empuje.....	74
4.8.	Validación del modelo.....	76
4.9.	Caudales Transversales.....	77
4.9.1	Análisis del flujo cruzado.....	78
5.	Modificación de la Teoría de Lever y Weaver.....	93
5.1.	Modelo de Lever y Weaver.....	93
5.1.1	Hipótesis y planteamiento.....	94
5.1.2	Ecuaciones de flujo no estacionario.....	96
5.1.3	Estimación de la Fuerza no estacionaria.....	100
5.1.4	Análisis de Estabilidad.....	104
5.1.5	Modelo de Yetisir y Weaver.....	105
5.1.6	Resultados numéricos.....	106
5.2	Modelo de Lever y Weaver con flujo transversal.....	108
5.2.1	Reformulación del Modelo.....	108
5.2.2	Caracterización del flujo transversal.....	110
5.2.3	Velocidad de transmisión de fluctuaciones.....	111
5.3	Predicciones de los modelos.....	112
5.3.1	Predicciones del Modelo de Lever y Weaver.....	114
5.3.2	Predicciones del Modelo de Yetisir y Weaver.....	117
5.3.3	Predicciones del Modelo actual.....	118
5.3.4	Influencia de los parámetros en los resultados.....	122
6.	Efecto de la Amplitud de Vibración.....	130
6.1	Amortiguamiento Neto del Sistema.....	131
6.2	Análisis de Resultados.....	136
6.3	Mapa de Amortiguamiento Neto.....	138
6.3.1.	Caso de Referencia.....	138
6.3.2.	Efecto de las propiedades estructurales del sistema.....	140
7.	Conclusiones.....	143
7.1.	Respecto a la metodología CFD.....	143
7.2.	Respecto al fenómeno de la IFE a partir de resultados CFD.....	144
7.3.	Respecto al modelo LW modificado.....	145

Contenido

7.4. Respecto del efecto de la amplitud de vibración.....	146
Referencias.....	148
Anexos	
A1. Resultados del estudio de la amplitud de vibración.....	156
B.1 Publicaciones asociadas a la presente tesis.....	163

Índice de Ilustraciones

Ilustración 1: Patrón de respuesta habitual en una agrupación de tubos en flujo cruzado.....	3
Ilustración 2: Geometrías comunes de agrupaciones de tubos.	4
Ilustración 3: Velocidades Críticas para la IFE en una geometría cuadrada (Weaver y Fitzpatrick, 1988)..	5
Ilustración 4: Velocidades críticas para la IFE en una geometría cuadrada rotada. (Weaver y Fitzpatrick, 1988).....	5
Ilustración 5: Velocidad crítica para la IFE en una geometría triangular normal. (Weaver y Fitzpatrick, 1988).....	6
Ilustración 6: Velocidades críticas para la IFE en una geometría triangular paralela. (Weaver y Fitzpatrick, 1988).	6
Ilustración 7: Modelo idealizado del flujo de chorro en una columna de cilindros (Roberts, 1962).	8
Ilustración 8: Límites teóricos de estabilidad para la IFE comparando varios datos experimentales. Múltiples tubos flexibles en flujo líquido (círculo blanco); múltiples tubos en flujo gaseoso (círculo negro); un solo tubo flexible en flujo gaseoso (cuadrado blanco); solución de Roberts 1966 (línea continua); solución de Connors 1970 (línea a trazos); solución de Blevins 1974 (línea de puntos).....	11
Ilustración 9: Esquematación del modelo cuasi-estacionario aplicado a agrupaciones de tubos.	11
Ilustración 10: Límites de estabilidad desarrollador por Price y Païdoussis (1986); $\delta = 0,05$; $\mu = 1,0$; configuración triangular paralela ($P/d = 1,375$).....	13
Ilustración 11: Variación transitoria del coeficiente de fuerza inducido por un paso en el desplazamiento del tubo. Price y Païdoussis en negro; Granger y Païdoussis en rojo.	14
Ilustración 12: Comparación de los límites de estabilidad para un tubo flexible en configuración triangular normal rígida. Modelo cuasi-estacionario (línea de trazos), modelo cuasi-no estacionario con ajuste de primer orden (línea continua) y modelo cuasi-no estacionario con ajuste de segundo orden (línea de trazos y puntos).....	14
Ilustración 13: Notación empleada por Tanaka y Takahara (1980, 1981).....	15
Ilustración 14: Límites de estabilidad teóricos para inestabilidad fluidoelástica obtenidos por Tanaka y Takahara (1980, 1981); $\delta=0,01$ línea continua; $\delta=0,03$ línea a rayas; $\delta=0,1$ línea de puntos.	15
Ilustración 15: Límites teóricos de estabilidad desarrollados por Chen (1983) comparados con los experimentos de Tanaka y Takahara (1981). Múltiples tubos flexibles en flujo líquido (círculo blanco); múltiples tubos flexibles en flujo gaseoso (círculo negro); tubo flexible en flujo gaseoso (cuadrado blanco); límites prácticos de estabilidad (línea); límites teóricos de estabilidad (trazos).....	16
Ilustración 16: Esquematación del modelo de Lever y Weaver (1982). El tubo que vibra aparece sombreado; el resto son tubos rígidos.....	17
Ilustración 17: Esquematación del flujo en coordenadas curvilíneas. Lever y Weaver (1982).	18
Ilustración 18. Diagrama de estabilidad comparando curvas límite teóricas con datos experimentales para una configuración triangular paralela ($P/d = 1,375$). Círculo negro, Weaver y Grover; Cuadrado y triángulo negro, Weaver y El-Kashlan; cuadrado y triángulo blanco, Weaver y Koroyannakis; Círculo blanco, Resultados para el tubo.	19
Ilustración 19: Diagrama de bifurcación, en base a velocidad adimensional, para un cilindro flexible en una configuración cuadrada ($P/d=1.5$) (Païdoussis y Li, 1990).....	22

Ilustración 20 Esquema de distribución de los tubos.....	31
Ilustración 21 Diseño de la zona central para TP	32
Ilustración 22 Diseño final del dominio de simulación para TP.....	33
Ilustración 23 Detalle de la capa límite en el tubo que vibra (TV).....	34
Ilustración 24 Lay-out del dominio para TP con $P/d = 1,57$	37
Ilustración 25 Deformaciones y heterogeneidades del antiguo mallado.....	38
Ilustración 26 Deformaciones y heterogeneidades del mallado con la corona implementada.....	39
Ilustración 27 Parámetros finales de mallado dinámico.	39
Ilustración 28 Detalle del mallado tras 10 oscilaciones para una vibración del 23% con el tubo en la posición más baja.	40
Ilustración 29 Posición de los puntos de toma de presión.	42
Ilustración 30 Amplitud de CI para TV en relación a la amplitud de vibración y desfase, frente a amplitud de vibración del tubo TV con paso temporal de 0,00025 segundos	43
Ilustración 31 Amplitud de CI para TV en relación a la amplitud de vibración y desfase, frente a amplitud de vibración del tubo TV con paso temporal de 0,000125 segundos.	44
Ilustración 32 Amplitud de CI (rojo) y desfase (verde) frente a amplitud de vibración con paso temporal 0.000125 y crecimiento de amplitud normal	45
Ilustración 33 Amplitud de CI (rojo) y desfase (verde) frente a amplitud de vibración con paso temporal 0,000125 y crecimiento de amplitud a la mitad.....	46
Ilustración 34 Comparación de CI y desfase frente a amplitud de vibración variando los criterios de convergencia y las discretizaciones. Izq.: 10^{-5} y primer orden; dcha.: 10^{-7} y segundo orden; resto de parámetros idénticos	47
Ilustración 35 Antiguo diseño de la capa límite por de Pedro et al. (2016).....	48
Ilustración 36 Amplitud de CI (rojo) y desfase (verde) frente a amplitud de vibración con paso temporal 0,00025 y crecimiento de amplitud exponencial según de Pedro <i>et al</i> (2016).	49
Ilustración 37 Ventana de exportar datos.	51
Ilustración 38 Activación del macro.....	52
Ilustración 39 Ejemplo de archivo generado por la macro.	52
Ilustración 40 Menú de ajustes previos del programa de procesado de datos	53
Ilustración 41 Visualización de los nodos generados por el programa con las curvas de los contornos de velocidad constante superpuestas.	54
Ilustración 42 Mapa de velocidades para $U_u = 0,21$ m/s y amplitud 5% $\cdot d$	55
Ilustración 43 Mapa de distribución de presiones para $U_u = 0,21$ m/s y amplitud 5% $\cdot d$	55
Ilustración 44 Mapa de vorticidad para $U_u = 0,21$ m/s y amplitud 5% $\cdot d$	55
Ilustración 45 Patrón de velocidades promedio para $U_u=0,21$ m/s. Arriba vibración 5% $\cdot d$. Abajo: vibración 28% $\cdot d$	57
Ilustración 46 Patrón promedio de presiones para $U_u = 0,21$ m/s. Arriba: vibración 5% $\cdot d$; Abajo, vibración 28% $\cdot d$	58
Ilustración 47 Fluctuación instantánea de la velocidad para ocho posiciones del tubo TV durante una oscilación ($U_u = 0,03$ m/s; Amplitud = 0,8% $\cdot d$)	59

Ilustración 48 Fluctuación instantánea de la velocidad para cuatro posiciones del tubo TV durante una oscilación ($U_U = 0,21$ m/s; Amplitud = $0,8\% \cdot d$)	60
Ilustración 49 Amplitud (a) y fase (b) de las fluctuaciones de velocidad en el primer armónico. $U_U = 0,21$ m/s $A = 5\% \cdot d$	62
Ilustración 50 Desfase normalizado en función de la posición, frecuencia = 25 Hz El flujo va de derecha a izquierda. El desfase aumenta aguas abajo del tubo que vibra (Khalifa et al, 2013).....	63
Ilustración 51 Amplitud (a) y fase (b) de las fluctuaciones de velocidad en el primer armónico. $U_U = 0,21$ m/s $A = 11\% \cdot d$	64
Ilustración 52 Amplitud (a) y fase (b) de las fluctuaciones de velocidad en el primer armónico. $U_U = 0,03$ m/s $A = 0,8\% \cdot d$	65
Ilustración 53 Fluctuaciones de velocidad a lo largo de tres líneas fluidas. Datos experimentales de Khalifa et al (2013). (a) Líneas fluidas. (b) Retraso temporal normalizado por el periodo de oscilación. (c) Amplitud de velocidad normalizada con la velocidad del tubo. $U_U = 0,21$ m/s y $A = 0,8\% \cdot d$	66
Ilustración 54 Fluctuaciones de velocidad a lo largo una línea fluida y varias amplitudes. (a) Línea fluida $k_R = 0,2$. (b) Retraso temporal normalizado por el periodo de oscilación. (c) Amplitud de velocidad normalizada con la velocidad del tubo. $U_U = 0,21$ m/s.....	67
Ilustración 55 Fluctuaciones de velocidad a lo largo una línea fluida y varias velocidades. (a) Línea fluida $k_R = 0,2$. (b) Retraso temporal normalizado por el periodo de oscilación. (c) Amplitud de velocidad normalizada con la velocidad del tubo. $U_U =$ variable. $A = 0,83\%$	68
Ilustración 56 Fluctuaciones de presión a la frecuencia de vibración para $U_u = 0,21$ m/s y $A_{TV} = 5\% \cdot d$ a) módulo; b) desfase relativo al movimiento del tubo.....	70
Ilustración 57 Campo instantáneo de presiones obtenido por Khalifa et al [4]. Flujo de izquierda a derecha; tubo en parte superior del desplazamiento. Los mayores valores de la presión en ese instante se producen aguas abajo (zona roja).....	71
Ilustración 58 Fluctuaciones de presión a lo largo de líneas fluidas a la frecuencia de oscilación para $U_U = 0,21$ y Amplitud = $5\% \cdot d$. (a) líneas fluidas; (b) módulo; (c) desfase	72
Ilustración 59 Fluctuaciones de presión a lo largo de la línea fluida $k_R = 0,3$ a la frecuencia de oscilación para $U_U = 0,21$ y distintas amplitudes (a) líneas fluidas; (b) módulo; (c) desfase.....	73
Ilustración 60 Fluctuaciones de presión a lo largo de la línea fluida $k_R = 0,5$ a la frecuencia de oscilación para $U_U = 0,21$ y distintas amplitudes (a) líneas fluidas; (b) módulo; (c) desfase.....	74
Ilustración 61 Módulo del coeficiente Cl en función de la velocidad reducida del gap. Rojo: datos propios; Azul: datos de Sawadogo y Murehiti, 2014.....	75
Ilustración 62 Desfase relativo a la posición del tubo del coeficiente Cl en función de la velocidad reducida del gap. Rojo: datos propios; Azul: datos de Sawadogo y Murehiti, 2014.	75
Ilustración 63 Esquema para análisis de flujos. Las líneas rojas representan los puntos en los que se recaban datos de velocidades para el cálculo de los caudales.	78
Ilustración 64. Flujo instantáneo neto para cada instante de tiempo. Posición del tubo para comparación. Velocidad del flujo 0,21 m/s.	79
Ilustración 65 Caudal transversal promedio frente a velocidad reducida (amplitud 2%).	80
Ilustración 66 Amplitud del Caudal transversal frente a velocidad reducida (amplitud 2%)	81

Ilustración 67 Desfase frente a velocidad reducida (amplitud 2%)	81
Ilustración 68. Esquema de la formación de Q_y debido a la velocidad del tubo.....	82
Ilustración 69. Esquema de la formación de Q_y debido a la posición del tubo.	83
Ilustración 70 Comportamiento de (a) Amplitud del Caudal transversal frente a velocidad reducida; (b) desfase frente a velocidad reducida. Amplitud constante de 0,83%.....	85
Ilustración 71 Relación Q_y/Q_u frente a U_{Rg}	86
Ilustración 72 Esquema con la relación entre la posición y velocidad del tubo y los caudales Q_D y Q_T	87
Ilustración 73 Comparación desfases de Q_y . Rojo: obtenida con el programa; Azul: estimación mediante fórmula. Amplitud 0,83%; Velocidad variable.....	88
Ilustración 74 Comparación Q_y/Q_u frente a U_{Rg} . Rojo: obtenida con el programa; Azul: estimación mediante fórmula. Amplitud 0,83%; Velocidad variable.	89
Ilustración 75 Comparación desfases de Q_y . Rojo: obtenida con el programa; Azul: estimación mediante fórmula. Amplitud variable; Velocidad 0,21 m/s.	91
Ilustración 76 Comparación Q_y/Q_u frente a U_{Rg} . Rojo: obtenida con el programa; Azul: estimación mediante fórmula. Amplitud variable; Velocidad 0,21 m/s.....	91
Ilustración 77 Esquema de configuración. (M) es el tubo monitorizado, los círculos, son tubos flexibles y las "X" representan tubos rígidos (Lever y Weaver, 1982).	94
Ilustración 78 Curvas de Amplitud (Leaver y Weaver, 1982). Circulo blanco, tubos flexibles; circulo negro, tubos fijos; cuadrado blanco, 6 filas y tubo flexible en 4ª fila.....	95
Ilustración 79 Modelo experimental de Lever y Weaver (1982). "M" es el tubo monitorizado.....	96
Ilustración 80 Celda unidad para el modelo de Lever y Weaver (Lever y Weaver, 1986).....	97
Ilustración 81 Comportamiento transitorio del flujo alrededor de una placa.	98
Ilustración 82 Diagramas de estabilidad comparando los resultados teóricos de Lever y Weaver con los experimentales para una configuración triangular paralela con relación $P/d = 1,375$ (Lever y Weaver 1982).....	107
Ilustración 83 Efecto de la función de decaimiento en las predicciones de los umbrales de estabilidad. Caso sin decaimiento, comparación con Lever y Weaver (1982) - (Yetisir-Weaver 1988).	107
Ilustración 84 Efecto de la función de decaimiento en las predicciones de los umbrales de estabilidad. 75% (izq.) y 99% (dcha) de atenuación. Yetisir-Weaver (1988).....	108
Ilustración 85 Esquema modelo Lever y Weaver con caudal transversal.....	108
Ilustración 86 Patrones de velocidades para Q_T (rojo) y Q_D (verde). La depresión central es la zona donde se encuentra TV.....	111
Ilustración 87 Cuadro de configuración de parámetros para simulación del modelo.	113
Ilustración 88 Módulo y fase de la atenuación según modelo Lever y Weaver (1982).....	114
Ilustración 89 Módulo y fase de la velocidad según modelo Lever y Weaver (1982).....	115
Ilustración 90 Módulo y fase de la presión según modelo Lever y Weaver (1982)	116
Ilustración 91 Diagrama de estabilidad obtenido según modelo Lever y Weaver.....	116
Ilustración 92 Modelo Yetisir y Weaver (1986) a) Parámetros; Módulo y fase de b) perturbación; c) velocidad; d) presión.	117

Ilustración 93 Diagrama de estabilidad obtenido según modelo Yetisir y Weaver con atenuación al 75%.	118
Ilustración 94 Modelo Caudales Transversales. a) Configuración; b) Módulos de velocidad de Q_T (rojo) y Q_D (verde) c) Módulo y fase de la velocidad de Q_y ;	119
Ilustración 95 Modelo Caudales transversales. Módulo y fase de: a) perturbación; b) velocidad; c) presión	120
Ilustración 96 Modelo caudales transversales. Comparación a) velocidades; b) presiones. Izquierda $P/d = 1,57$; derecha $P/d = 1,2$	121
Ilustración 97 Diagrama de estabilidad obtenido según el modelo actual.	122
Ilustración 98 Modelo actual considerando ángulos de contacto y separación iguales a $18,5^\circ$	123
Ilustración 99 Modelo actual con $K_T = 0,9$ y $K_D = 0$	125
Ilustración 100 Modelo actual con $K_T = 0$ y $K_D = 0,9$	126
Ilustración 101 Modelo actual con $U_U = 0,015$ m/s, $K_T = 0,9$ y $K_D = 0,7$	127
Ilustración 102 Modelo actual con $U_U = 0,42$ m/s, $K_T = 0,04$ y $K_D = 0,9$	128
Ilustración 103 Resultados para $U_U = 0,21$, $M_R = 100$, $M_{R\delta} = 1$. a) C_L y desfase; b) C_L normalizado con la amplitud y desfase; c) Componente de C_L en fase con velocidad; d) Amortiguamiento neto.	137
Ilustración 104 Mapa de amortiguamiento neto para $M_R = 100$ y $M_{R\delta} = 1$	139
Ilustración 105 Mapas de amortiguamiento neto con $M_R = 100$ y a) $M_{R\delta} = 2$; b) $M_{R\delta} = 0,5$	140
Ilustración 106 Mapas de amortiguamiento neto con $M_{R\delta} = 1$ y a) $M_R = 200$; b) $M_R = 50$	141
Ilustración 107 Mapas de amortiguamiento neto con $\delta_s = 0,02$ y a) $M_R = 100$; b) $M_R = 50$	142
Ilustración 108 Resultados para $U_U = 0,11$ m/s, $M_R = 100$, $M_{R\delta} = 1$. a) C_L y desfase; b) C_L normalizado con la amplitud y desfase; c) Componente de C_L en fase con velocidad; d) Amortiguamiento neto.	157
Ilustración 109 Resultados para $U_U = 0,14$ m/s, $M_R = 100$, $M_{R\delta} = 1$. a) C_L y desfase; b) C_L normalizado con la amplitud y desfase; c) Componente de C_L en fase con velocidad; d) Amortiguamiento neto.	158
Ilustración 110 Resultados para $U_U = 0,17$ m/s, $M_R = 100$, $M_{R\delta} = 1$. a) C_L y desfase; b) C_L normalizado con la amplitud y desfase; c) Componente de C_L en fase con velocidad; d) Amortiguamiento neto.	159
Ilustración 111 Resultados para $U_U = 0,21$ m/s, $M_R = 100$, $M_{R\delta} = 1$. a) C_L y desfase; b) C_L normalizado con la amplitud y desfase; c) Componente de C_L en fase con velocidad; d) Amortiguamiento neto.	160
Ilustración 112 Resultados para $U_U = 0,24$ m/s, $M_R = 100$, $M_{R\delta} = 1$. a) C_L y desfase; b) C_L normalizado con la amplitud y desfase; c) Componente de C_L en fase con velocidad; d) Amortiguamiento neto.	161
Ilustración 113 Resultados para $U_U = 0,28$ m/s, $M_R = 100$, $M_{R\delta} = 1$. a) C_L y desfase; b) C_L normalizado con la amplitud y desfase; c) Componente de C_L en fase con velocidad; d) Amortiguamiento neto.	162

Índice de Tablas

Tabla 1 Coordenadas de los tubos TP	31
Tabla 2 Coordenadas de los tubos suelo y techo TP.....	32
Tabla 3 Coordenadas de los extremos de la zona central para TP.....	32
Tabla 4 Coordenadas de los elementos restantes del domino para TP	33
Tabla 5 Parámetros finales de simulación	49
Tabla 6. Análisis de flujos transversales para distintas velocidades y amplitud del 2%, calculados con el programa.....	80
Tabla 7 Análisis de flujos transversales para distintas velocidades y amplitud del 0,83%, calculados con el programa.....	84
Tabla 8 Resultados de parámetros para la ecuación y desfase de Q_y para velocidad variable y amplitud de 0,83%.....	88
Tabla 9 Análisis de flujos transversales para distintas amplitudes y velocidad del 0,21 m/s, calculados con el programa.....	90
Tabla 10 Resultados de parámetros para la ecuación y desfase de Q_y para amplitud variable y velocidad de 0,21 m/s	90

Capítulo I

1. Introducción.

En este capítulo se hace un repaso general al fenómeno sobre el que gira la presente tesis: la inestabilidad fluidoelástica. Se comenzará describiendo en qué consiste y la razón de su peligrosidad para, posteriormente, intentar describir la física que hay detrás y cómo parece desencadenarse. Seguidamente se realiza un repaso a los distintos modelos que, a lo largo de los años, han intentado dar respuesta a este fenómeno, entre los que se incluyen, por supuesto, los computacionales o CFD ya que estos forman una parte importante en este trabajo.

1.1 El fenómeno de la Inestabilidad Fluidoelástica.

Actualmente (2018) existen el mundo 455 reactores nucleares en funcionamiento de los cuales, 299 son de agua a presión, 75 de agua a ebullición, 49 de agua pesada a presión, 14 refrigerados por gas 15 del tipo de agua ligera moderados por grafito y 3 de los denominados reproductores rápidos [7]. Todos estos reactores constan de una zona en la que se genera el vapor a turbinar, siendo, en la mayoría de los casos, un generador de vapor en el que se ponen en *contacto* el refrigerante proveniente del núcleo del reactor con el agua procedente del circuito agua vapor.

En estos generadores de vapor, los fallos o roturas en los tubos que contienen el refrigerante primario pueden desembocar en una fuga de este que acabe contaminando el sistema secundario (o de generación

de vapor). Obviamente, las consecuencias de esto van mucho más allá. Por una parte, la rotura de uno de estos tubos implica una pérdida de refrigerante que, a la larga, puede acabar teniendo consecuencias muy graves en el reactor si no se detecta a tiempo. Por otro lado, esta fuga se transfiere a un sistema secundario que, generalmente, es el circuito agua-vapor, por lo que entonces existe un riesgo real de emisiones de radiación al exterior en forma de líquido o vapor contaminado. Estas pequeñas roturas son habituales con el paso del tiempo cuando el funcionamiento de la planta se rige por los parámetros de diseño, sin embargo, bajo ciertas condiciones, el deterioro sufrido por los tubos puede acelerarse.

Las agrupaciones de tubos largos y delgados sometidos a un flujo cruzado, como los generadores de vapor, bien sean con aire o agua, son susceptibles de padecer fenómenos de vibraciones auto-inducidas de altas amplitudes que pueden comprometer su integridad estructural hasta el punto de romperlos o hacerles sufrir graves daños [8], [9].

Naudascher y Rockwell [10], estudiaron cómo respondían distintas agrupaciones de tubos sometidos a flujo cruzado y determinaron que existen cuatro mecanismos que pueden desencadenar las vibraciones auto-inducidas (Ilustración 1):

- Golpeteo turbulento (*turbulent buffeting* en inglés): fenómeno que se caracteriza por la aparición de fuerzas fluctuantes que actúan sobre los tubos debidas al flujo turbulento. Es un mecanismo de vibración forzada como respuesta a un estado estacionario y las amplitudes de vibración que se generan apenas son equivalentes a un pequeño porcentaje del diámetro del tubo. Además, este fenómeno mejora la transferencia de calor por convección, por tanto, no es recomendable que se intenten anular todas las fuentes de vibraciones autoinducidas, ya que tienen una faceta positiva.
- Desprendimiento de vórtices: caracterizado por la formación de vórtices en la parte trasera del objeto. Estos se irán desprendiendo del mismo de forma periódica y alternando en cada uno de los lados con una frecuencia f que dependerá de la velocidad del flujo U . Esta dependencia es, además, lineal, tal y como establece la fórmula de Strouhal. La creación de zonas de bajas presiones que, de manera alterna, genera este fenómeno a ambos lados del objeto, induce en este una vibración, ya que tenderá a moverse hacia estas zonas. Si la estructura sobre la que está montando el objeto no es lo suficientemente rígida y la frecuencia del desprendimiento de vórtices se iguala a la de vibración de la estructura, se podría entrar en una situación de resonancia.
- Resonancia acústica: cuando la frecuencia del desprendimiento de vórtices es cercana a la frecuencia de vibración natural del tubo (velocidad crítica de resonancia), podría generarse un fenómeno de *acoplamiento* y el sistema podría entrar en resonancia. Esto se va a traducir en unas amplitudes de vibración relativamente grandes de manera abrupta [11]. Para salir de esta situación es necesario seguir incrementando la velocidad del flujo, de manera que el acoplamiento se rompa y se vuelva al régimen de vibraciones que marca el golpeteo turbulento.
- Inestabilidad fluidoelástica: si la velocidad del flujo supera cierto umbral (velocidad crítica), se puede llegar a desencadenar este fenómeno que se caracteriza por un importante aumento en la amplitud de la vibración.

De entre estas cuatro, la inestabilidad fluidoelástica (IFE, en adelante) es la más importante, ya que la vibración que desencadena puede acarrear graves daños a los tubos (equivalentes a años de funcionamiento) en unas pocas horas, por lo que debe ser evitado a toda costa.

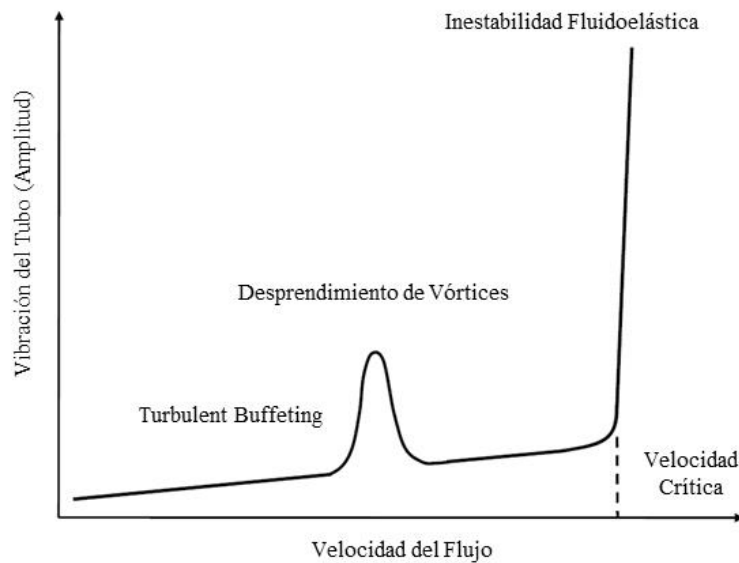


Ilustración 1: Patrón de respuesta habitual en una agrupación de tubos en flujo cruzado.

1.1.1. La física detrás del fenómeno.

Las variables físicas de las que depende la IFE fueron descritas por Blevins [12] mediante un análisis adimensional. Estableció seis grupos básicos de factores adimensionales con cuatro posibles exponentes constantes (n_1 , n_2 , n_3 y n_4):

$$\frac{U}{fd} \propto \left(\frac{m}{\rho d^2}\right)^{n_0} \cdot \delta^{n_1} \cdot \left(\frac{P}{d}\right)^{n_2} \cdot \left(\frac{\rho U d}{\mu}\right)^{n_3} \cdot \left(\frac{u'}{U}\right)^{n_4} \quad (1)$$

El término U/fd se define como velocidad reducida (representando la magnitud relativa de la velocidad del flujo con respecto a la velocidad), y se usa como indicador del umbral de estabilidad para el desarrollo de la IFE. El parámetro de la velocidad del flujo, U , se suele representar por la velocidad media del paso, U_p , en lugar de la velocidad del flujo aguas arriba, U_0 , siendo posible relacionar ambas mediante la expresión (2)

$$U_p = \frac{P}{P-d} \cdot U_0 \quad (2)$$

En donde P es el paso (mínima distancia entre centros de tubos), y d el diámetro. Esta ecuación está basada en las condiciones de continuidad y, si bien es usada de manera general para cualquier tipo de configuración de tubos que se tenga, en la realidad solamente sería válida para las geometrías triangulares normales y cuadradas rotadas (Ilustración 2).

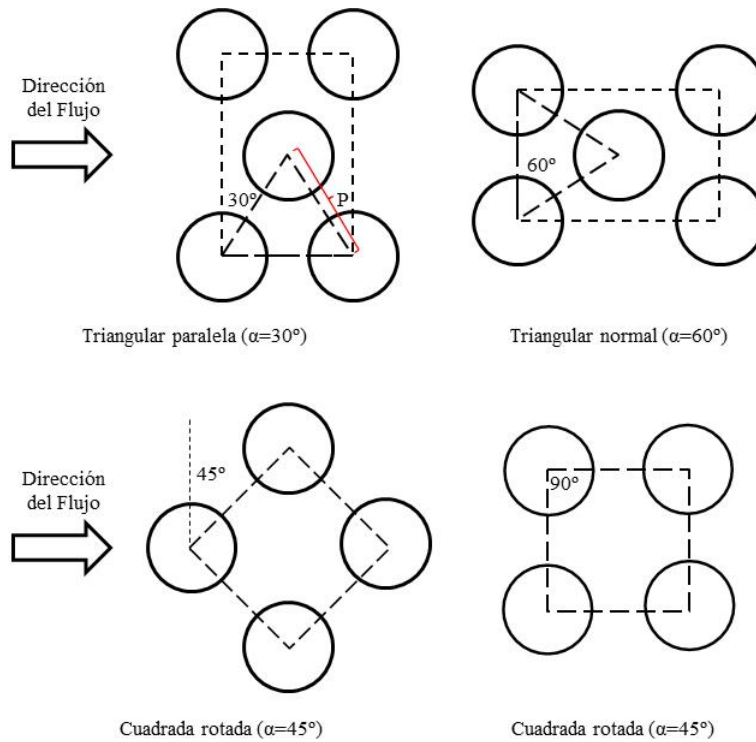


Ilustración 2: Geometrías comunes de agrupaciones de tubos.

La parte derecha de la ecuación (1) se compone de todos aquellos factores que, en mayor o menor medida, determinan el valor de esta velocidad reducida. Si se analiza cada uno de ellos, se tiene:

- $m/\rho d^2$: es la relación entre la masa del tubo por unidad de longitud (que incluye, además, la masa añadida por el fluido), y la masa desplazada por el fluido circundante.
- δ es una medida de la cantidad de energía disipada por cada ciclo de oscilación.
- P/d es la relación paso-diámetro y representaría cómo de compacta es la formación con la que se está trabajando. Su impacto en este cálculo es, sin embargo, poco importante y suele obviarse, aunque las simulaciones llevadas a cabo por de Pedro y Meskell [13], sugieren que su implicación puede llegar a ser relevante.
- $\rho U d / \mu$ es el número de Reynolds. Simboliza la relación entre las fuerzas de inercia y las viscosas. Si bien este parámetro también suele ignorarse habitualmente, autores como Ghasemi y Kevlahan [14] han demostrado que, para configuraciones rotadas, tiene unos efectos desestabilizadores importantes.
- u'/U es la relación entre la variación estadística de la velocidad del flujo frente a la velocidad media, es decir, la intensidad de turbulencia. Causa pequeñas vibraciones aleatorias en los tubos y es lo que antes se denominó el golpeteo turbulento. Estudios como los de Rzentkowski y Lever [15] sostienen que la intensidad de turbulencia no afecta de ningún modo a la IFE, sin embargo, Rottman y Popp [16] han visto que quizás el aumento de la turbulencia pueda tener efectos estabilizadores en ciertas geometrías.

Si la intensidad de turbulencia puede ser un factor a considerar para la aparición de la IFE, es lógico pensar lo mismo sobre el desprendimiento de vórtices o la resonancia acústica. En este sentido, cabe

comentar que, para determinadas geometrías y parámetros de flujo, puede darse un fenómeno de resonancia si la frecuencia de la IFE y del desprendimiento de vórtices coincide.

Otro parámetro que no aparece en (1) es el ángulo característico de la geometría del haz (Ilustración 2). Aunque la contribución de este al fenómeno en estudio es prácticamente insignificante, Weaver y Fitzpatrick [17] demostraron que si se clasificaban los datos experimentales teniendo en cuenta la geometría del haz, los resultados aparecían con una menor dispersión (de Ilustración 3 a Ilustración 6).

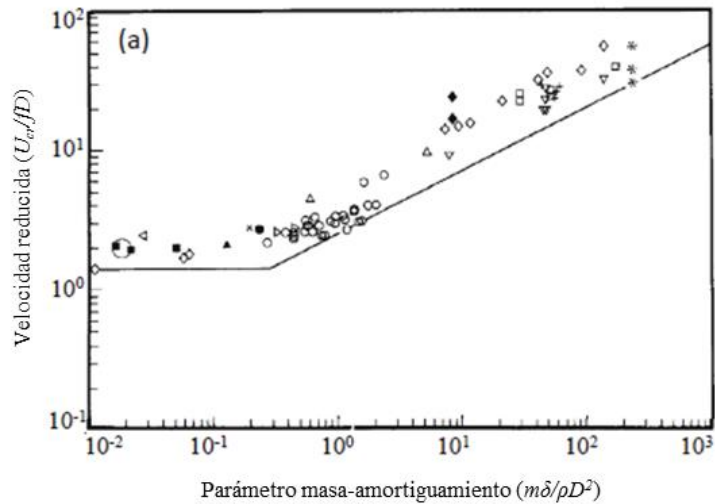


Ilustración 3: Velocidades Críticas para la IFE en una geometría cuadrada (Weaver y Fitzpatrick, 1988).

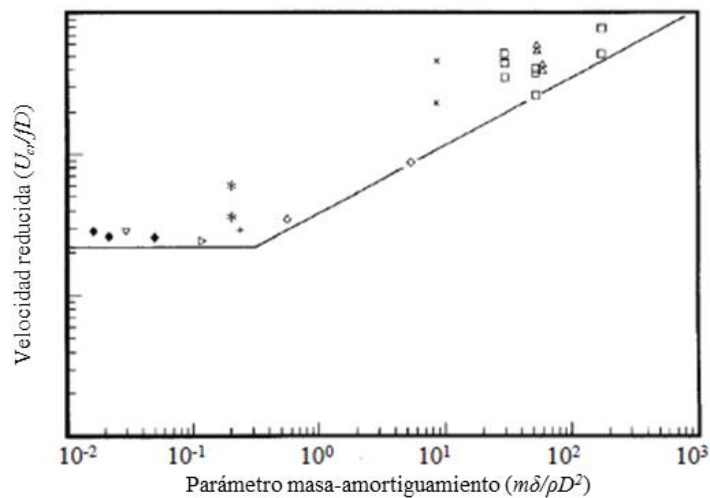


Ilustración 4: Velocidades críticas para la IFE en una geometría cuadrada rotada. (Weaver y Fitzpatrick, 1988).

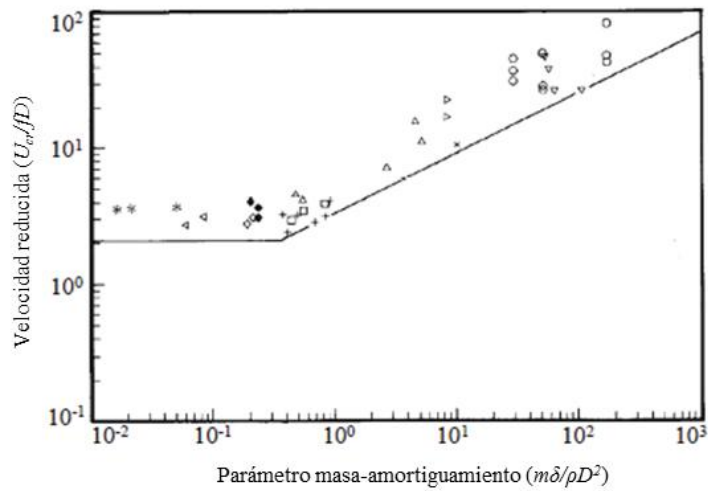


Ilustración 5: Velocidad crítica para la IFE en una geometría triangular normal. (Weaver y Fitzpatrick, 1988).

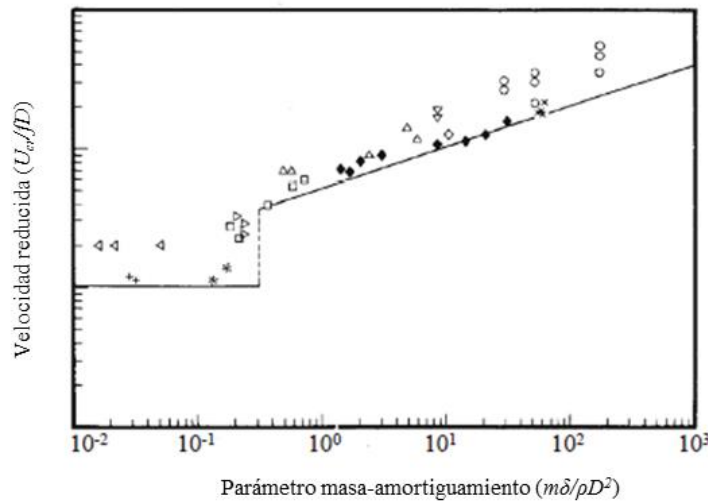


Ilustración 6: Velocidades críticas para la IFE en una geometría triangular paralela. (Weaver y Fitzpatrick, 1988).

1.1.2. Mecanismos que desencadenan la IFE.

Se ha visto que es habitual que se desarrollen fenómenos vibratorios cuando se tienen agrupaciones de tubos sometidas a un flujo cruzado y que estas vibraciones tienen unas amplitudes que son proporcionales a la velocidad del flujo. Ante esta situación, el sistema se considerará estable si la amplitud de la vibración se atenúa (amortigua) en el tiempo, o inestable si la respuesta aumenta [18]. Se ha comentado también que la IFE se manifiesta cuando este flujo supera una cierta velocidad denominada *velocidad crítica*. En estas situaciones la amplitud de vibración aumenta de manera abrupta e incontrolada debido a algo similar a una auto-excitación, poniendo en peligro la integridad estructural del conjunto.

Si se analiza la ecuación de movimiento del sistema, es posible discutir los mecanismos que, teóricamente, están involucrados en este proceso:

$$[M_s + m_f]\ddot{y} + [C_s + c_f]\dot{y} + [K_s + k_f]y = \sum F \quad (3)$$

Los parámetros $[M_s]$, $[C_s]$ y $[K_s]$ son las matrices de masa, amortiguamiento y rigidez del sistema respectivamente, mientras que m_f , c_f y k_f son los relativos a la masa añadida del fluido, su amortiguamiento y su rigidez. Si los parámetros de amortiguamiento y rigidez totales son ambos positivos, se dice que el sistema es estable. En el caso del amortiguamiento, supone asumir que la estructura disipa energía en cada ciclo de oscilación, mientras que, en el segundo, son las fuerzas estructurales las que estabilizan el sistema.

A este respecto, Chen [19], [20] encuentra que hay dos mecanismos básicos que desencadenan la IFE. Uno de ellos está gobernado por el amortiguamiento del fluido y es función de la velocidad del flujo: es la inestabilidad dinámica. Cuando la velocidad aumenta, el amortiguamiento total del sistema decrece y puede hacerse negativo dando lugar a la inestabilidad.

El segundo de ellos está gobernado por las fuerzas fluido-elásticas y se denomina mecanismo de rigidez. El acoplamiento entre la vibración del tubo y el fluido, provoca la aparición de una serie de fuerzas que repercuten en la rigidez total del sistema. Si la velocidad del flujo aumenta, estas fuerzas lo hacen también y, si se supera cierto umbral, aparecería la IFE.

1.2. Modelos propuestos de IFE.

La mayoría de los modelos usados para intentar explicar la IFE se basan en el cálculo de la velocidad crítica teniendo en cuenta que hay una relación estrecha entre el desplazamiento estructural del tubo y las fuerzas fluidas resultantes. Es importante destacar que, a la hora de determinar estas fuerzas, se debe considerar el movimiento del tubo si se quieren obtener resultados fiables, es decir, no es suficiente con calcular las fuerzas que actúan sobre el tubo (o tubos), cuando están en una posición estática y de equilibrio.

A lo largo de la historia, han sido varios los autores que han propuesto distintos modelos para intentar explicar este fenómeno. A continuación, se hace un breve repaso de los más significativos.

1.2.1. Modelo Jet-Switch.

Este modelo desarrollado por Roberts [21] fue concebido como un modelo puramente analítico que no necesita, por tanto, de ningún dato experimental adicional para poder calcularse (Ilustración 7). Durante sus experimentos, Roberts se percató que, en la mayoría de las ocasiones, la inestabilidad (la vibración) tenía lugar en la dirección del flujo, por tanto, su estudio se redujo al análisis del movimiento en esta única dirección. En base a sus observaciones, asumió que el flujo aguas abajo de dos cilindros adyacentes podía representarse mediante dos regiones de estela, una más grande que otra, con un flujo de chorro entre ambos.

Dado que solo es posible el movimiento en un sentido, Roberts redujo su campo de estudio a solo dos medios tubos y unos límites imaginarios paralelos al flujo que pasan por el centro de estos. El patrón de flujo resultante era similar al de un chorro que discurre entre dos placas planas y paralelas. El fluido arrastrado por el chorro en la región de la estela produce una diferencia de presión a lo largo del mismo que hace que este se curve e impacte contra la placa. Además, parte de este flujo es recirculado aguas arriba lo que realimenta la estela y mantiene la entrada del chorro.

Las principales restricciones de este modelo eran que la separación del flujo del cilindro ocurría siempre a 90° y que las regiones de estela tras los cilindros tenían una presión constante, es decir, que la presión a lo largo del chorro no variaba en la dirección del flujo. Además de esto, el fluido se consideraba no viscoso.

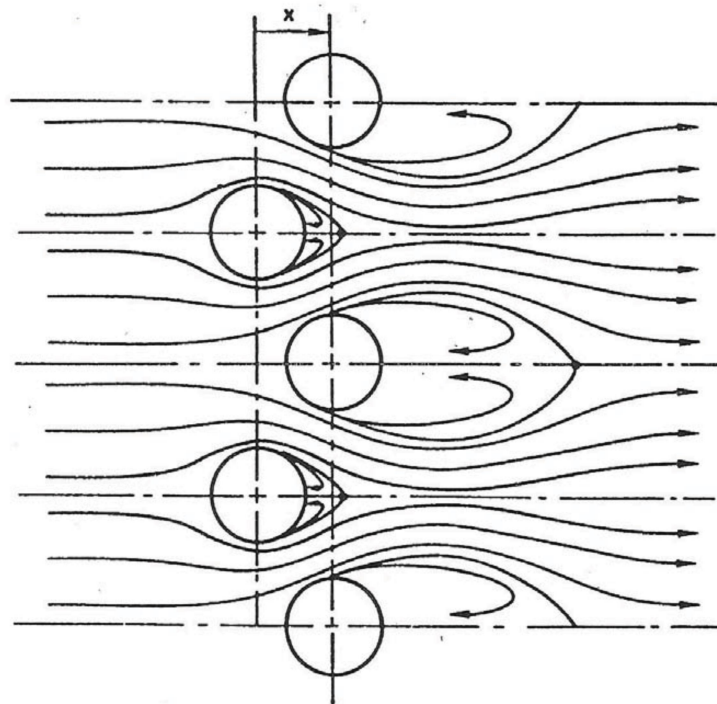


Ilustración 7: Modelo idealizado del flujo de chorro en una columna de cilindros (Roberts, 1962).

Roberts fue capaz de obtener el coeficiente de presión en ambos cilindros en función de su posición y el resultado fue una histéresis considerable alrededor de la posición de equilibrio. Cuando, debido a la vibración, los cilindros cambian de posición, el chorro es obligado a cambiar de dirección también, pero lo hará en posiciones diferentes en función de los movimientos relativos de ambos tubos, es decir, habrá una posición para el cambio del chorro cuando un tubo vaya contra corriente y el otro a favor y otra distinta para cuando los movimientos sean los contrarios. Por tanto, alrededor de la posición de equilibrio, el flujo tendrá dos configuraciones estables.

La histéresis generada por las fuerzas de arrastre resulta tener un papel fundamental en este modelo ya que estas no son iguales cuando el tubo se mueve en un sentido que en otro. El coeficiente de arrastre que ayuda cuando la vibración es en el sentido del flujo, es superior al que se opone a la vibración cuando esta lleva el sentido contrario, por tanto, el tubo estaría tomando energía del fluido y se generaría la IFE. Esto sugeriría, además, que la inestabilidad vendría controlada por el parámetro de rigidez del sistema, ya que la fuerza provendría de la variación del coeficiente de arrastre (histéresis) [22]

Con todo esto, Roberts pudo deducir una ecuación para el movimiento del tubo y obtener la velocidad reducida que inicie la IFE para cualquier parámetro de masa-amortiguamiento.

$$\frac{U_c}{\omega_n \epsilon d} = K \left(\frac{m\delta}{\rho d^2} \right)^{1/2} \quad (4)$$

En esta ecuación, ϵ representa la relación entre la frecuencia de la IFE y la frecuencia natural del tubo y suele tomar valores cercanos a la unidad.

Pese a todo, los valores teóricos obtenidos por Roberts no se correspondían con los obtenidos por la vía experimental y seguramente fuese debido al propio planteamiento [23]. Hoy en día se sabe que las vibraciones generadas por la IFE tienen una dirección que es predominantemente perpendicular a la dirección del flujo.

1.2.2. Modelos Cuasi-estáticos.

Aunque se ha dicho que Roberts desarrolló por primera vez una fórmula para predecir la IFE [21], la que más se suele recordar es la que se atribuye a Connors [24], que fue deducida tras realizar un análisis cuasi-estático del sistema. En este análisis se consideró la inestabilidad de una única columna de tubos dentro de un flujo cruzado y se observó que estos oscilaban describiendo órbitas elípticas. Simulando este patrón y realizando un balance de energía para ambos tipos de movimiento (órbitas en sentido horario y anti horario), dedujo la siguiente expresión:

$$\frac{U_{cr}}{f_n d} = K \left(\frac{m\delta}{\rho d^2} \right)^n \quad (5)$$

En donde:

- U_{cr} es la velocidad crítica.
- f_n es la frecuencia natural del tubo.
- d es el diámetro del tubo.
- m es la masa del tubo por unidad de longitud, incluyendo la masa añadida del fluido.
- δ es el decremento logarítmico del tubo.
- ρ es la densidad del fluido.
- K y n son constantes cuyos valores, propuestos por Connors, fueron 9,9 y 0,5 respectivamente.

Tanto las constantes K y n , como la relación entre el término de amortiguamiento δ y ρd^2 han sido debatidas en numerosas ocasiones por distintos autores a lo largo del tiempo. Así Gorman [25], Pettigrew [26] y Au-Yang *et al.* [27] encontraron valores de K de 3'3, 3'3 y 2'4 respectivamente y que, además, eran independientes de la relación paso-diámetro. Por otro lado, Blevins [28] encontró que estas constantes dependían de la geometría del haz y de las características del fluido. Por tanto, resulta interesante constatar que tiene mayor relevancia la configuración del haz que lo compacto que este sea. Weaver y Elkashlan [29] por su parte, estudiaron el efecto que δ y $m/\rho d^2$ tienen sobre la estabilidad de

una agrupación de tubos, descubriendo que el primero no tiene una relación lineal con el segundo, tal y como sugiere (5), lo que les llevó a proponer la siguiente expresión:

$$\frac{U_{cr}}{f_n d} = K \left(\frac{m}{\rho d^2} \right)^{n_1} \delta^{n_2} \quad (6)$$

También encontraron que el comportamiento de una sola columna de tubos era diferente al de una agrupación completa, por lo que dedujeron que el umbral para la IFE dependía del número de tubos que se considerasen en la configuración y terminaron estimando que el número de columnas recomendado para obtener un comportamiento representativo del conjunto de tubos, era 6 [30].

También se demostró que la respuesta del sistema era distinta cuando el fluido era agua que cuando era aire. Weaver y Koroyannakis [31] usaron una configuración triangular paralela con relación paso-diámetro de 1,375 para analizar estos comportamientos y vieron que la respuesta con el agua arrojaba resultados menos regulares que cuando se usaba aire, creando cierta ambigüedad a la hora de definir el límite de estabilidad. Este comportamiento se adujo a la influencia que podría estar teniendo el coeficiente de la masa añadida, que es superior en el primer caso que en el segundo.

Entre los años 1974 y 1979, Blevins llevó a cabo una serie de estudios [28], [32], [33] con los que acabó reformulando la ecuación (6). Para ello, supuso que las fuerzas fluidas eran una función del desplazamiento relativo del tubo con respecto a sus vecinos. Este modelo fue generalizado por Whiston y Thomas [34] y desembocó en la siguiente fórmula:

$$\frac{U_{cr}}{f_n d} = Kc(\phi) \left(\frac{m\delta}{\rho d^2} \right)^{1/2} \quad (7)$$

En donde $Kc(\phi)$ es una función del ángulo de fase.

Tanto el modelo de Blevins como el de Whiston y Thomas fueron cuestionados por la manera en que representaban las fuerzas fluido-dinámicas [35], sin embargo, se ha de tener en cuenta que también realizaron importantes contribuciones, como la de intentar trabajar con los intrincados flujos intersticiales entre cilindros.

Autores como Price [22] y Paidoussis *et al.* [23] realizaron unos trabajos recopilatorios para intentar verificar si estos modelos respondían a la realidad de los experimentos. Los resultados se muestran en la Ilustración 8 y, en ellos, se aprecia cómo todos los modelos analizados sobreestimaban la velocidad crítica cuando el parámetro de masa-amortiguamiento era superior a 5 y que todos ellos fallaban al predecir la discontinuidad en el umbral de estabilidad entre valores altos y bajos de este parámetro.

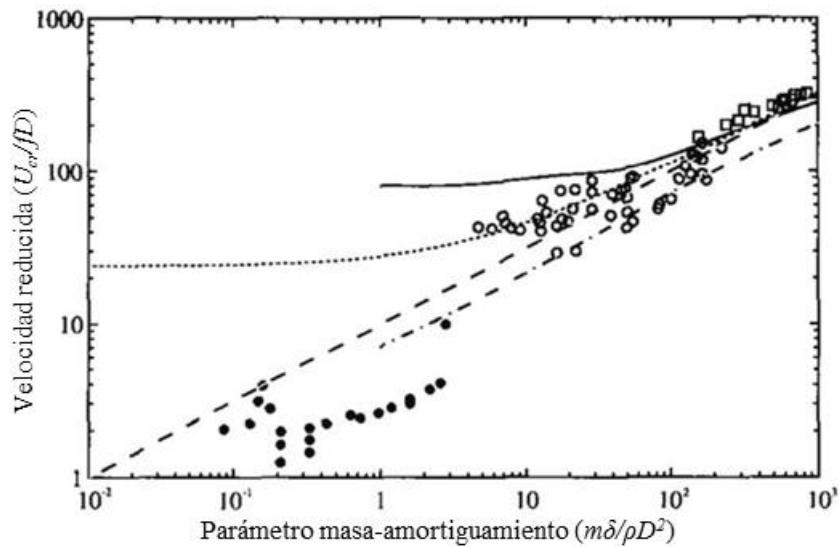


Ilustración 8: Límites teóricos de estabilidad para la IFE comparando varios datos experimentales. Múltiples tubos flexibles en flujo líquido (círculo blanco); múltiples tubos en flujo gaseoso (círculo negro); un solo tubo flexible en flujo gaseoso (cuadrado blanco); solución de Roberts 1966 (línea continua); solución de Connors 1970 (línea a trazos); solución de Blevins 1974 (línea de puntos).

1.2.3. Modelos cuasi-estacionarios.

Este modelo se puede describir con el esquema de la Ilustración 9, que muestra un cilindro que vibra en las direcciones X e Y sometido a un flujo cruzado. El efecto de este movimiento en las fuerzas fluidas resultantes lleva a la modificación del vector velocidad relativo al cilindro y, consecuentemente, las fuerzas de sustentación y arrastre resultantes se reorientan para ser perpendiculares y paralelas, respectivamente, a este vector velocidad relativa.

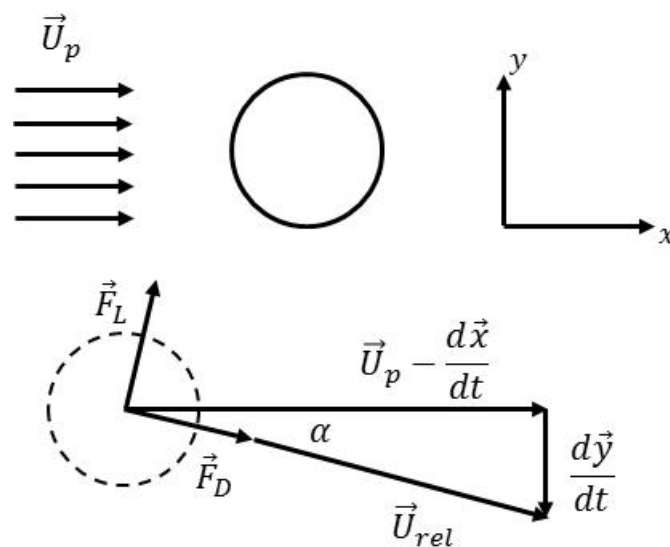


Ilustración 9: Esquemización del modelo cuasi-estacionario aplicado a agrupaciones de tubos.

El primer análisis de este tipo fue llevado a cabo por Gross [36], quien concluyó que la inestabilidad en las agrupaciones de cilindros se debían a dos mecanismos: uno debido a un amortiguamiento negativo del sistema y otro, controlado por la rigidez, conclusión a la que también llegaría Chen en [19] y [20].

Gross desarrolla un análisis del movimiento de un tubo bajo flujo cruzado debido a un coeficiente de amortiguación negativo. Asume una variación lineal del coeficiente de sustentación (C_L) en función del ángulo α (Ilustración 9) y obtiene una fuerza de amortiguamiento proporcional a $\delta C_L / \delta \alpha$ cuando aproxima $\alpha \approx \dot{y}D/U_p$. La inestabilidad ocurre cuando el coeficiente de amortiguamiento del sistema se hace nulo, obteniéndose:

$$\frac{U_{pc}}{f_n d} = \frac{m\delta}{\rho d^2 \left(-\frac{\delta C_L}{\delta \alpha}\right)} \quad (8)$$

El siguiente intento fue realizado por Price y Païdoussis [37] quienes consideraron dos columnas de cilindros flexibles y asumieron que el movimiento del tubo estaba afectado por el movimiento de los dos tubos adyacentes. La fuerza transversal del fluido resultaba ser entonces:

$$F_y = \frac{1}{2} \rho d l U_g^2 \left(C_L - \frac{\dot{x}d}{U_g} 2C_L - \frac{\dot{y}d}{U_g} C_D \right) \quad (9)$$

En estos trabajos, los autores añadieron un retardo temporal entre el movimiento del tubo y la respuesta del fluido para tener en cuenta el tiempo que tarda el flujo en desplazarse entre los tubos. Consideran, pues, un retardo expresado como una relación de primer orden:

$$\tau = \mu \frac{d}{U_g} \quad (10)$$

En donde τ es el retraso temporal mencionado, μ es una constante que se estimaba fuese $\mu \sim o(1)$ y U_g es la velocidad media del gap. Este modelo fue mejorado posteriormente en otro trabajo de Price y Païdoussis [35].

Estos mismos autores analizaron en [38] los efectos de los mecanismos de rigidez y amortiguamiento, comparando los límites de estabilidad de una agrupación de tubos totalmente flexible con otra en la que solo uno lo era. Concluyen que para parámetros de masa-amortiguamiento menores de 300, la IFE se desarrolla bajo el predominio del mecanismo de amortiguamiento mientras que, si son superiores a 300, el predominante es el de rigidez. Es obvio concluir, además, que alrededor de este valor, ambos mecanismos están presentes. Los límites de estabilidad que obtuvieron con este modelo muestran varias regiones de estabilidad que fueron consideradas poco factibles. Finalmente, se llegó a un umbral de estabilidad conservativo que se muestra en la Ilustración 10.

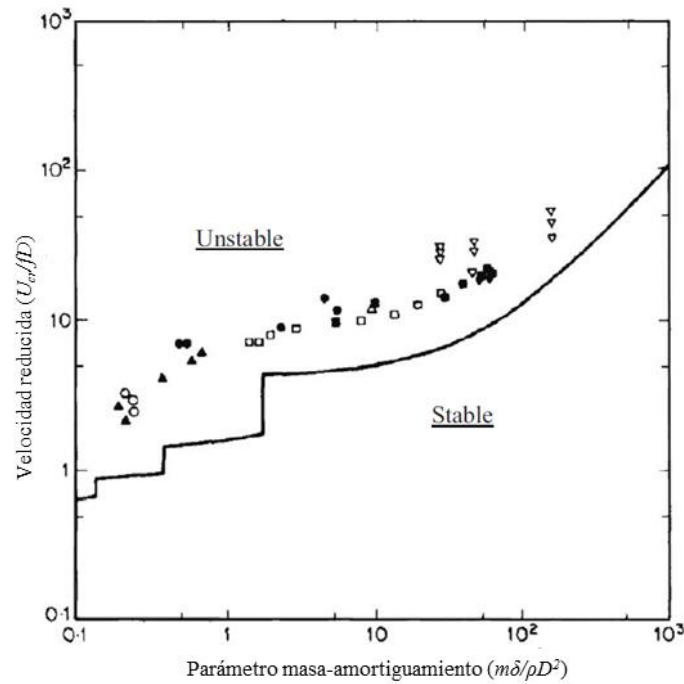


Ilustración 10: Límites de estabilidad desarrollador por Price y Païdoussis (1986); $\delta = 0,05$; $\mu = 1,0$; configuración triangular paralela ($P/d = 1,375$)

Aunque estos modelos son más complejos que el semi-analítico de Lever y Weaver, los límites de estabilidad predichos subestiman los umbrales de estabilidad experimentales. El desfase temporal τ tiene un efecto importante a la hora de predecir la estabilidad.

1.2.4. Modelos cuasi-no estacionarios.

El modelo de Price y Païdoussis [37] no incluía los efectos no estacionarios del sistema por lo que Granger y Païdoussis [39] lo mejoraron y crearon uno nuevo que los tuviese en cuenta. Consideraron un sistema en el que la IFE se desarrollaría únicamente bajo el mecanismo del amortiguamiento, es decir, con un solo cilindro flexible en una configuración donde el resto eran fijos. Resolviendo las ecuaciones de continuidad y Navier-Stokes fueron capaces de predecir la respuesta del fluido ante el movimiento del tubo.

Según sus conclusiones, cuando el tubo se mueve, se genera una capa finita de pequeños vórtices en su superficie que son los responsables del avance de la perturbación hacia el flujo que le rodea. El retraso entre la vibración del tubo y la respuesta del fluido se atribuye aquí al tiempo necesario para que se formen estas capas de vórtices. Sin embargo, este desfase, en lugar de considerarse como un valor constante τ como en el caso de Price y Païdoussis [37], se modelizó como un cierto efecto memoria resultante de la generación y convección de los vórtices en la superficie del tubo. Este efecto memoria podría calcularse usando ecuaciones empíricas de primer o segundo orden en donde una serie de datos serían obtenidos de medidas experimentales en la agrupación de tubos (Ilustración 11).

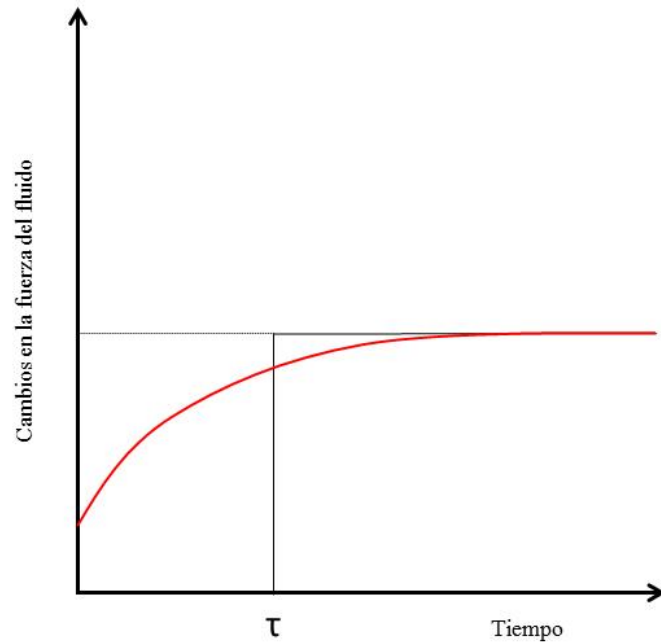


Ilustración 11: Variación transitoria del coeficiente de fuerza inducido por un paso en el desplazamiento del tubo. Price y Païdoussis en negro; Granger y Païdoussis en rojo.

Este modelo obtenía mejores predicciones de la IFE que el cuasi-estacionario. Las similitudes entre ensayada y predicciones aumentaba cuando lo hacía también el orden de la función usada como efecto memoria (Ilustración 12).

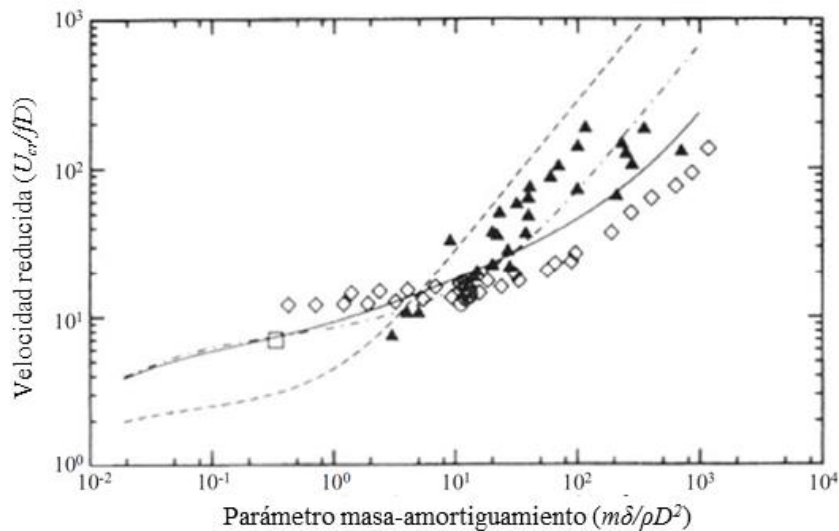


Ilustración 12: Comparación de los límites de estabilidad para un tubo flexible en configuración triangular normal rígida. Modelo cuasi-estacionario (línea de trazos), modelo cuasi-no estacionario con ajuste de primer orden (línea continua) y modelo cuasi-no estacionario con ajuste de segundo orden (línea de trazos y puntos).

Por otra parte, Meskell [40] fue capaz de demostrar de manera analítica este efecto memoria asumiendo que esta función podría representarse mediante un modelo de estela consistente en una lámina de vórtices convectivos que representan la naturaleza transitoria de las fuerzas fluidoelásticas. De esta manera no es necesario realizar calibraciones del modelo experimental y la función resultante se acerca bastante a los resultados obtenidos en bancos de pruebas.

1.2.5. Modelos no estacionarios.

Son modelos en los que las fuerzas sobre el tubo que vibra se han obtenido de manera empírica. Autores como Tanaka y Takahara [41], [42] realizaron mediciones en una geometría cuadrada en donde uno de los tubos era excitado armónicamente mientras se medían las fuerzas sobre los tubos circundantes. Asumieron que las fuerzas fluidas que aparecían sobre un tubo eran función de su movimiento y del de sus cuatro vecinos adyacentes. Esto se simboliza en la Ilustración 13 en donde el tubo O es el objeto de estudio y los tubos U, R, L y D son los circundantes. Los tubos del 1 al 4 se considera que no tienen influencia en la vibración que se genera en O.

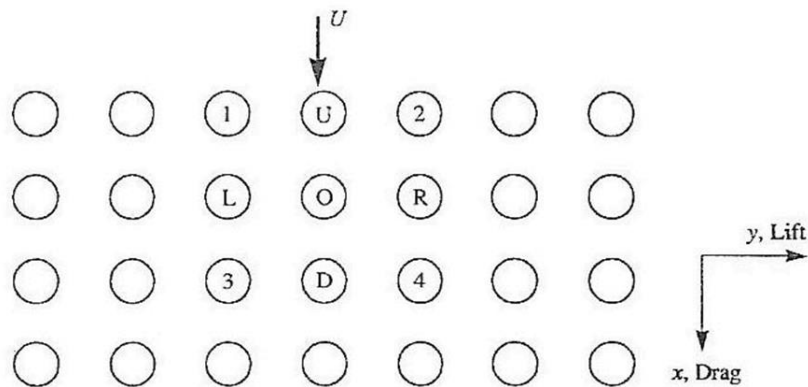


Ilustración 13: Notación empleada por Tanaka y Takahara (1980, 1981).

Tras medir la amplitud y fase de las fuerzas de arrastre y sustentación para distintos números de Reynolds y velocidades reducidas, observaron una discontinuidad en los límites de estabilidad en el rango $50 \leq m/\rho d^2 \leq 500$ y que dependía de δ , concluyendo que el mecanismo de inestabilidad era diferente por debajo y por encima de este rango (Ilustración 14). El problema de estos trabajos era que, si bien los resultados eran acordes a la experimentación, se hacía necesario realizar muchas mediciones y cálculos.

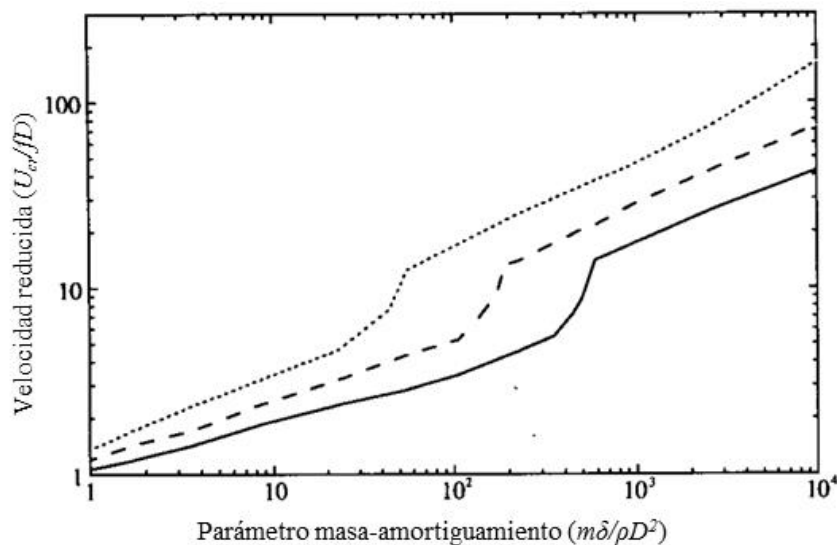


Ilustración 14: Límites de estabilidad teóricos para inestabilidad fluidoelástica obtenidos por Tanaka y Takahara (1980, 1981): $\delta=0,01$ línea continua; $\delta=0,03$ línea a rayas; $\delta=0,1$ línea de puntos.

Posteriormente, Tanaka *et al.* [43] realizaron nuevos trabajos en los que un tubo flexible dentro de una agrupación de tubos rígida tenía libertad para moverse solamente en la dirección del coeficiente de sustentación, es decir, ignorado el mecanismo de rigidez antes mencionado. Una de las conclusiones a las que llegaron en base a los resultados obtenidos fue que la discontinuidad en la curva de estabilidad (Ilustración 14) no se debía exclusivamente a un cambio en el mecanismo de inestabilidad. Esto era así porque en el caso que se estaba analizando, la IFE siempre se desarrollaba como consecuencia de un amortiguamiento negativo del sistema, lo que descartaba casi por completo la hipótesis de partida. Esto abría la puerta a otra posible explicación: la rápida variación del ángulo de fase entre el movimiento del cilindro y las fuerzas fluidas resultantes [23].

Los mecanismos de inestabilidad mencionados por Chen en [19] y [20] (el gobernado por la rigidez y el gobernado por el amortiguamiento del sistema), fueron corroborados por Paidoussis y Price en [38]. Chen usó los coeficientes medidos por Tanaka y Takahara [41] como datos de entrada a un modelo matemático empírico que combinada las fuerzas fluidas con las ecuaciones del movimiento del tubo y observó que los límites de estabilidad que estas fórmulas proponían, casaban bastante bien con los datos experimentales de estos autores.

Chen atribuyó la discontinuidad en los resultados experimentales de Tanaka y Takahara a la existencia de múltiples límites de estabilidad (Ilustración 15), que era lo que sugería su modelo. Esto fue refrendado por prácticamente la mayoría de modelos teóricos posteriores.

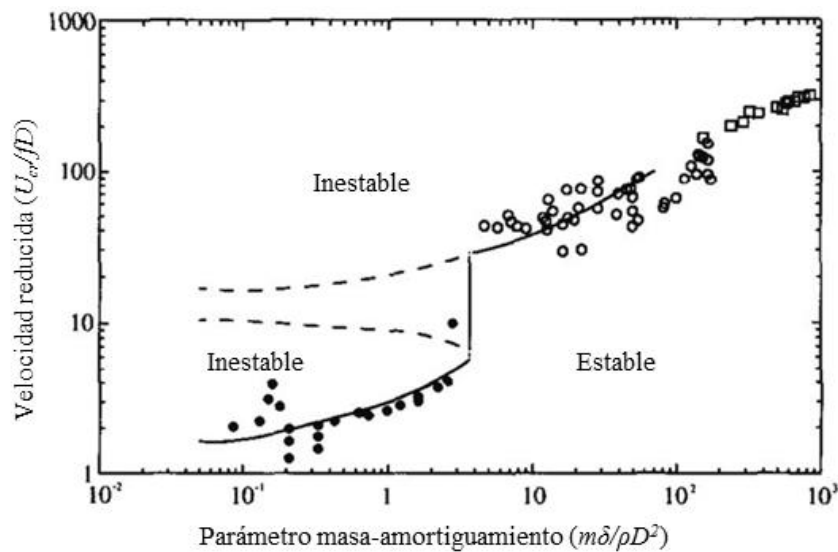


Ilustración 15: Límites teóricos de estabilidad desarrollados por Chen (1983) comparados con los experimentos de Tanaka y Takahara (1981). Múltiples tubos flexibles en flujo líquido (círculo blanco); múltiples tubos flexibles en flujo gaseoso (círculo negro); tubo flexible en flujo gaseoso (cuadrado blanco); límites prácticos de estabilidad (línea); límites teóricos de estabilidad (trazos).

Sin embargo, el modelo no estacionario que mayor repercusión ha tenido es del modelo de Lever y Weaver, que será explicado en detalle en apartados posteriores.

Lever y Weaver [44] encontraron experimentalmente que un tubo flexible dentro de una agrupación de tubos rígidos tenía el mismo umbral de estabilidad que el de una agrupación donde todos los tubos eran flexibles. Por tanto, desarrollaron sus experimentos usando ese primer modelo.

El flujo a través de los tubos se dividía en regiones de estela y canales de flujo que ellos denominaron tubos de corriente (Ilustración 16). Se asumió que la sección transversal de los tubos de corriente, fluctuaba alrededor de un valor determinado que era el de la sección de entrada. Se consideraba al fluido como no viscoso y el análisis sería unidimensional, con un coeficiente de pérdidas por fricción simbolizado por un término de caída de presión.

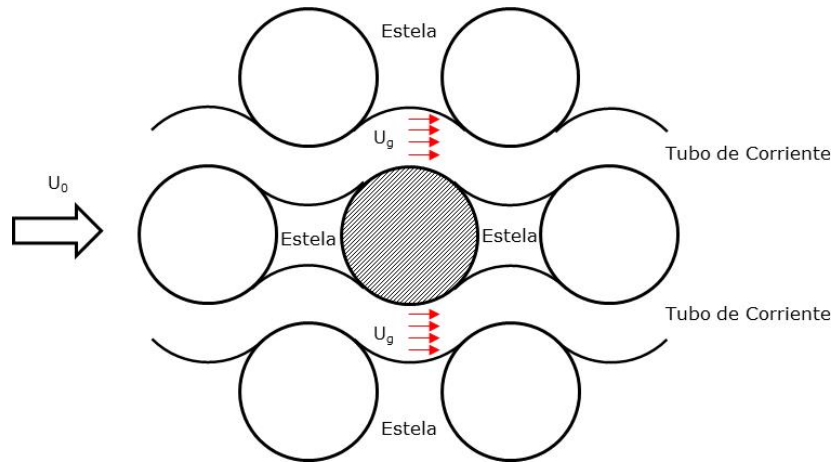


Ilustración 16: Esquematación del modelo de Lever y Weaver (1982). El tubo que vibra aparece sombreado; el resto son tubos rígidos.

Lever y Weaver asumieron que el movimiento del tubo haría variar la sección del tubo de corriente de un modo proporcional a este. También consideraron que la perturbación se transmitía inmediatamente a las zonas del fluido pegadas al tubo (es decir, estarían vibrando en fase), mientras que se requeriría un desfase finito para que esta perturbación se trasladase aguas arriba y abajo. Atribuyeron este retraso a la inercia del fluido, pues es necesario un tiempo finito para que este se reorganice cuando el tubo está vibrando. La Ilustración 81 esquematiza este concepto de la inercia que será explicado en detalle en apartados posteriores.

El retraso temporal se propuso como una función de desfase (Ecuación (11)), en donde φ representa este retraso en la forma de un ángulo de fase, U_g es la velocidad media del gap, ω es la frecuencia y s^* la coordenada curvilínea que representa la distancia desde el tubo que vibra.

$$\varphi(s^*) = 2\omega_n s^*/U_g \quad (11)$$

Puesto que se conocía la variación temporal y espacial de la sección de los tubos de corriente, Lever y Weaver fueron capaces de determinar las fuerzas que se aplicaban sobre el tubo en movimiento a través de un análisis unidimensional usando la ecuación de Bernoulli seguida de una integración de las presiones obtenidas a lo largo de la superficie del tubo (Ilustración 17). Los límites de estabilidad se obtuvieron igualando el parámetro del amortiguamiento neto a cero, es decir, en el momento en el que el sistema se volvería inestable. Pese a ser un modelo sencillo, los resultados obtenidos son consistentes con la experimentación, habiendo previsto incluso los bucles de estabilidad similares a los encontrados por Chen [19]

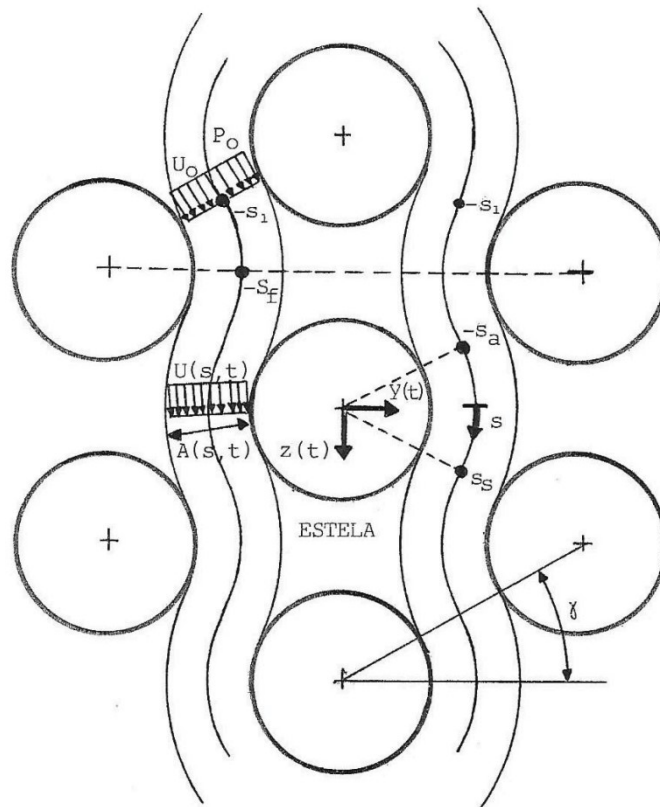


Ilustración 17: Esquematación del flujo en coordenadas curvilíneas. Lever y Weaver (1982).

Price [22] cuestionó el modelo aduciendo que necesitaba contar con algunos parámetros empíricos para poder desarrollarse como el de la caída de presión o los puntos de contacto y separación de los tubos de corriente con el cilindro, entre otros. Sin embargo los propios Lever y Weaver demostraron que la influencia de estos parámetros en los límites de estabilidad eran prácticamente despreciables, aunque, por otra parte, vieron que el retraso temporal sí que los afectaba significativamente [2].

1.2.5.1. *Modificaciones del modelo de Lever y Weaver.*

A raíz de este modelo surgen, con el tiempo, modificaciones que resultan interesantes de mencionar. Los propios Lever y Weaver trabajaron en una extensión de su propio modelo que modifican y extienden para tratar la divergencia estática así como la estabilidad fluido-elástica en ambas direcciones del flujo (aguas arriba y abajo) [2], [3]. Nuevamente, comparan los resultados con los datos experimentales disponibles. Una de las conclusiones que se obtienen es que la inestabilidad transversal dinámica ocurre siempre a una velocidad reducida ostensiblemente menor que para los casos de inestabilidad transversal estática, por lo que solamente es necesario considerar el caso de la primera (Ilustración 18). Al igual que en su trabajo anterior, vuelven a obtener resultados muy aproximados a los que obtienen algunos investigadores en sus experimentaciones.

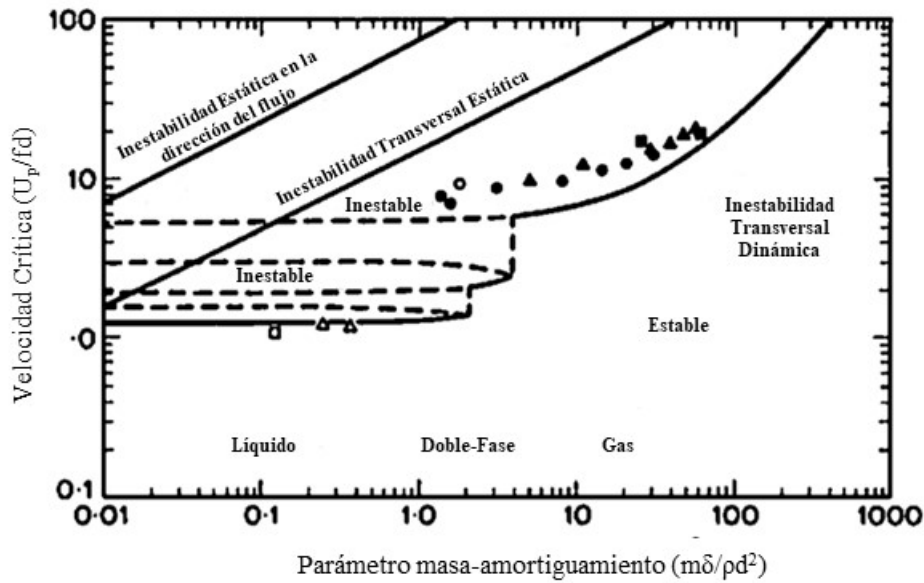


Ilustración 18. Diagrama de estabilidad comparando curvas límite teóricas con datos experimentales para una configuración triangular paralela ($P/d = 1,375$). Círculo negro, Weaver y Grover; Cuadrado y triángulo negro, Weaver y El-Kashlan; cuadrado y triángulo blanco, Weaver y Koroyannakis; Círculo blanco, Resultados para el tubo.

Realizan también un análisis de sensibilidad para ver cómo responde el modelo a la variación de sus parámetros principales. Utilizan una configuración triangular paralela con relación paso diámetro de 1,375, ya que es de la que más datos experimentales se tienen. Se encuentra que los parámetros más sensibles son A_0 (ancho del tubo de flujo en estado estacionario) y l_0 (longitud característica de la geometría). El resto de parámetros tienen influencias relativamente pequeñas. Por ejemplo, la escasa relevancia de s_0 (distancia entre las filas de tubos medida en coordenadas curvilíneas) es indicativa de que el conocimiento de la forma de la corriente de flujo entre filas de tubos no es esencial. Para el parámetro h (coeficiente de resistencia del flujo), su poca influencia implica que la modelización precisa de las pérdidas no es necesaria para este modelo y que solamente se necesita una estimación aproximada del mismo.

Yetisir y Weaver [45] extendieron este modelo usando coordenadas curvilíneas para el flujo y dos grados de libertad para la vibración del tubo. Su nuevo planteamiento introduce, además, una función $f(s)$ que simula el decaimiento en la perturbación del área del canal de flujo a medida que se aleja del tubo que vibra. Predicen también la estabilidad dinámica y estática en las direcciones transversal y longitudinal, presentando resultados numéricos para una configuración triangular paralela ($P/d = 1,375$) y comparándolos con medidas experimentales. Aunque la comparación no es del todo satisfactoria, los análisis les permiten concluir que la estabilidad del sistema está dominada por el mecanismo de amortiguamiento cuando los valores del parámetro $M_{R\delta}$ son bajos, mientras que, para valores altos, es el mecanismo de rigidez el que lo controla.

Estos mismos autores, presentan un nuevo trabajo ([46], [47]) en el que añaden, además de la mencionada función de decaimiento, los potenciales efectos que el movimiento de los tubos vecinos puede tener sobre el que vibra. Tiene grandes similitudes con [45] y comparten, en esencia, las mismas conclusiones, solo que, en este caso, los resultados que obtienen concuerdan de manera razonable con la literatura. Como ventajas, este modelo no requiere de nuevos datos experimentales para la obtención de los umbrales de

estabilidad, sin embargo, como contrapartida, se tiene que la función de decaimiento y la de desfase se introducen de manera artificial en base a argumentaciones de tipo físico.

Parrondo *et al.* [48] desarrollan una ampliación del modelo de Lever y Weaver para aplicarlo a una agrupación de tubos, en formación triangular paralela, en donde todos ellos vibran libremente. De esta manera, se espera poder analizar el efecto de estas vibraciones en el flujo. Además de esto, el modelo estudia también la propagación de las perturbaciones en el sentido transversal incluyendo una función de atenuación similar a la de Yetisir y Weaver [45]. Las hipótesis de partida, similares a las del modelo original, se resumen a continuación:

- El fenómeno de la IFE se considera independiente del desprendimiento de vórtices. En los límites de estabilidad, la amplitud de oscilación es, además, muy pequeña, por lo que las ecuaciones que definen este movimiento se pueden linealizar.
- El flujo a través del haz se desarrolla mediante canales de corriente delimitados por los propios tubos y las regiones de estela. En condiciones críticas, estos canales de corriente se consideran independientes, por lo que las fluctuaciones de velocidad o presión que se inducen en ellos, se desvanecen en las regiones de estela y no afectan a los demás tubos del haz.
- El movimiento de los tubos y las perturbaciones que inducen en el flujo, se asumen armónicas y con la misma frecuencia. Del mismo modo, se asume que los tubos solamente vibran en la dirección transversal al flujo.

En su desarrollo, los autores establecen que, si los cilindros que rodean al de referencia son flexibles y pueden vibrar, pueden ser capaces de alterar los campos de velocidades y presiones y, por tanto, afectarán a la fuerza fluido-dinámica que se ejerza sobre los cilindros restantes. Teniendo en cuenta esto, desarrollan las ecuaciones de continuidad y momentos con el objetivo de poder representar los diagramas de estabilidad.

El modelo se implementa en un algoritmo numérico que simula una configuración triangular paralela con relación $P/d = 1,375$. Se realizan simulaciones variando parámetros e incluyendo la vibración de hasta cinco tubos a la vez y se aprecia que las curvas de estabilidad se modifican sustancialmente en función de cuántos tubos se incorporen al algoritmo, tanto hacia valores de velocidad crítica menores, como mayores. Los resultados obtenidos se comparan con los experimentales, apreciándose cierta similitud. La principal conclusión obtenida, por tanto, es que la vibración de los tubos vecinos y, en particular, la fase relativa entre los movimientos de los mismos, es decisiva en los umbrales de estabilidad para valores altos del parámetro de masa-amortiguamiento.

Por otro lado, Liu *et al* [49] realizan una serie de trabajos basados en la tesis de Míng [50] en los que desarrollan un modelo basado en Lever y Weaver, pero al que introducen una función de atenuación de la perturbación lineal definida según (12).

$$f(s) = \begin{cases} 1, & -s_a < s < s_s \\ \frac{s - s_1}{s_a - s_1}, & s_1 \leq s \leq s_a \end{cases} \quad (12)$$

En donde s_a y s_s son los puntos de contacto y separación del canal de corriente al cilindro que vibra y s_1 es la distancia entre el tubo vibrante y el punto en el que la perturbación de la presión puede ser ignorada.

Los desarrollos son análogos a los ya vistos en Lever y Weaver ([2], [3], [44]) y en Yetisir y Weaver [45] y terminan analizando los gráficos de velocidad reducida frente a masa-amortiguamiento y comparándolos con resultados experimentales obtenidos por Nie *et al.* [51]

1.2.6. Modelos no lineales.

En ocasiones, las tolerancias en la construcción y los efectos que puede tener el trabajar con altas temperaturas, puede crear pequeñas holguras entre los tubos del intercambiador de calor y ciertos elementos estructurales. Esto supone que, por ejemplo, se puedan encontrar importantes longitudes de tubos sin una sujeción efectiva (la sujeción está diseñada para ajustarse al tubo cuando este tenga una dilatación determinada, luego no siempre está firmemente sujeto), con frecuencias naturales de vibración relativamente bajas. Esto se traduce en la posibilidad de que se desarrolle la IFE a velocidades también bajas, tal y como establecen Weaver y Schneider en [52]. Cuando esto ocurre, el tubo impacta entonces contra el soporte con su consiguiente desgaste y con la posibilidad de generar otros modos de vibración.

Estos fenómenos hacen que el comportamiento de estos sistemas, sometidos a flujo cruzado y en la zona de post-inestabilidad, se hayan venido investigando desde hace bastantes años, dando lugar a los modelos no lineales.

El primero en desarrollarse se atribuye a Roberts ([21], [53]) que logró resolver las ecuaciones no lineales asociadas con la variación de C_d en el cilindro oscilante usando el método de promediar de Krylov y Bogoliubov. Sin embargo, esta línea de investigación quedó estancada, pues los modelos lineales parecían imponerse y no es hasta finales de 1980 que estos vuelven a aparecer. Son destacables los trabajos de Axisa *et al.* [54] en los que el impacto de los tubos contra los soportes se representaba mediante la rigidez de un muelle bilineal equivalente, o los de Fricker [55], [56], que permitían la variación de la frecuencia de vibración.

Por otra parte Cai *et al* [57] y Cai y Chen [58] [59] intentaron investigar desde el punto de vista teórico el comportamiento de un tubo con tres soportes usando el mismo análisis fluido dinámico que Chen en [19]. Se predijo un comportamiento que casaba bien con los experimentos realizados en un sistema similar, sin embargo, una vez que el sistema se vuelve inestable, no hay ningún mecanismo que disipe esa energía, por lo que, teóricamente, la amplitud aumentaría de manera indefinida.

Otro trabajo destacable puede ser el de Chen y Chen [60], quienes analizaron la respuesta de tres tubos rígidos sobre una plataforma flexible que impactaban contra unas placas soporte también rígidas.

Sin embargo, en los análisis comentados anteriormente, las fuerzas dinámicas eran tratadas de manera lineal, por tanto, no era posible determinar cuáles eran las amplitudes de ciclo límite y los tubos alcanzaban vibraciones de amplitud literalmente infinita. Los primeros que intentaron tener en cuenta las no linealidades fueron Price y Valerio [61], que consideraron un cilindro montado que podía oscilar de manera libre únicamente en la dirección del flujo, es decir, consideraban únicamente la inestabilidad debida al amortiguamiento negativo. Consideraron la introducción de términos de segundo orden en la velocidad e incluyeron mediciones de las variaciones no lineales de C_L y C_D .

Al mismo tiempo, Paidoussis y Li [62] realizaron un análisis tridimensional de una viga anclada en los extremos con un soporte inactivo en el punto medio. En ese sistema solamente se permitía la vibración en la dirección transversal. Se vio que el movimiento de la viga iba en aumento hasta impactar con el soporte, momento en el que se comenzaban a generar movimientos muy complejos que llegaban a ser caóticos. Para los cálculos se basaron en el modelo de IFE lineal usado por Price y Paidoussis en [35], mientras que el efecto de los impactos se modeló usando la rigidez bilineal como la propuesta por Axisa *et al.* en [54]. Presentaron los resultados en forma de diagramas de bifurcación y vieron que la inestabilidad se perdía en la bifurcación de Hopf a medida que se aumentaba el parámetro de la velocidad adimensional. En ese momento, aparecía una oscilación de ciclo límite seguida de una bifurcación post-Hopf con una secuencia de doble periodo y, finalmente, caos (Ilustración 19).

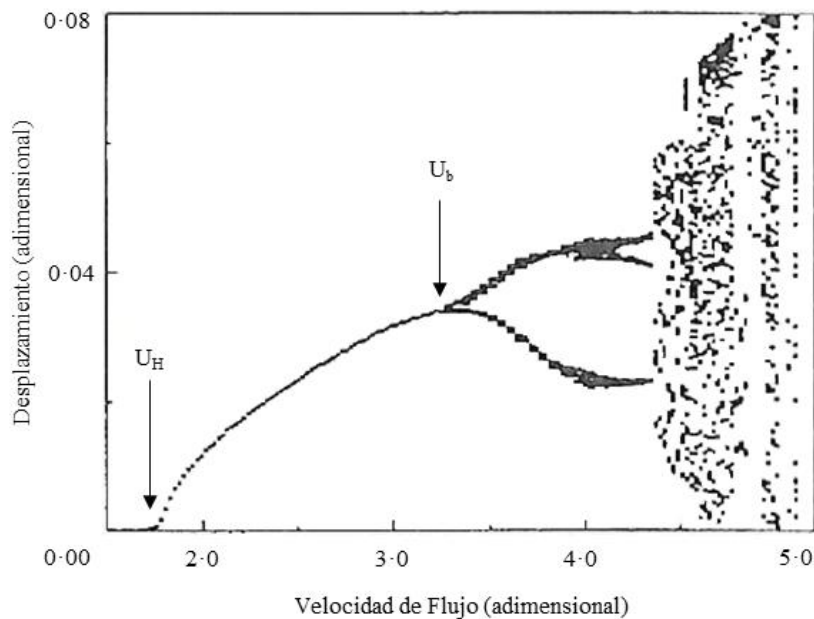


Ilustración 19: Diagrama de bifurcación, en base a velocidad adimensional, para un cilindro flexible en una configuración cuadrada ($P/d=1.5$) (Paidoussis y Li, 1990).

Paidoussis, Price y Mureithi [63] desarrollaron un modelo 2D que tenía en cuenta las no linealidades en las dinámicas del fluido y la estructura para una configuración triangular rotada con un único cilindro flexible en la tercera fila al que se le permitía la vibración en dos direcciones. Los impactos del cilindro se modelaron asumiendo que este vibraba en un agujero circular. El sistema acababa evolucionando hacia el caos a medida que se aumentaba la velocidad.

A destacar también los intentos de Rzentkowski y Lever [64] que mantuvieron los términos no lineales en las ecuaciones originales del modelo de Lever y Weaver. Las ecuaciones resultantes se resolvieron usando los métodos de Krylov y Boboliubov y se obtuvieron prácticamente los mismos resultados por ambos caminos. El principal problema era que solo podían obtener ciclos límites inestables por lo que pasaron a considerar un desfase que fuese dependiente linealmente con el desplazamiento del cilindro. Consiguieron, de este modo, oscilaciones de ciclo límite estables para altos valores del parámetro de masa-amortiguamiento (superiores a 50), pero no así para valores pequeños, donde únicamente llegaban a

oscilaciones inestables. Esto ponía de manifiesto que los cambios en las dinámicas de fluidos inestables en haces de tubos podían tener importantes repercusiones en la respuesta post-inestabilidad.

Antunes *et al.* [65] realizaron una serie de comprobaciones usando tres modelos diferentes de inestabilidad fluidoelástica: el modelo con el parámetro de amortiguamiento negativo; el acoplado de Blevins desarrollado en [32], y el cuasi estático de Price y Paidoussis [37]. Concluyeron que los tres modelos predecían el mismo tipo de bifurcación cuando la velocidad del flujo aumentaba por encima de un determinado valor crítico. Sin embargo, estas velocidades eran diferentes en cada uno.

Meskell y Fitzpatrick [66] llevaron a cabo un estudio experimental en configuraciones triangulares con relaciones P/d de 1,32 y 1,58 y con un único tubo flexible vibrando en la dirección transversal. Llegaron a proponer un modelo empírico no lineal para las fuerzas fluido-elásticas de rigidez y amortiguamiento basándose en medidas precisas de la respuesta vibratoria del sistema como función de la velocidad de flujo. Se asumió que la fuerza fluido-elástica podía ser descompuesta en tres funciones dependientes de la velocidad del flujo: una en fase con el desplazamiento del tubo, la segunda con la velocidad de este y la tercera, en fase con los dos, pudiendo expresarse de la siguiente forma:

$$f(y, \dot{y}, U) = N_1(y, U) - N_3(y, \dot{y}, U) - N_2(\dot{y}, U) \quad (13)$$

Para los parámetros N_i se propusieron las siguientes expresiones polinómicas

$$N_1 = \eta y^3 k_f \dot{y};$$

$$N_3 = \beta \dot{y}^3 + c_f \dot{y};$$

$$N_2 \approx 0$$

Siendo k_f y c_f los términos relativos a la rigidez y amortiguamiento del fluido. Considerando la variación de la velocidad del flujo, se observó que tanto k_f , c_f como η eran funciones lineales de U mientras que β se correspondía con una polinomial de tercer grado. De esta manera, Meskell y Fitzpatrick pudieron predecir la amplitud de vibración de un tubo flexible en función de la velocidad del flujo [66].

En definitiva, el análisis post-inestable muestra una dinámica muy compleja que parece que tiene hacia un movimiento que puede tildarse de caótico en ocasiones. Aunque hay muchos modelos, el tipo de comportamiento obtenido es bastante similar en todos ellos, lo que sugiere que el parámetro más importante que provoca este comportamiento tan complejo, es el impacto no lineal de los tubos con el soporte antes que la propia dinámica de fluidos, que básicamente aporta un medio para transportar la energía del sistema. Se pone de manifiesto, además, que para poder predecir a qué velocidad se dará un determinado comportamiento, es necesaria una buena estimación de la energía que se está suministrando, lo que requiere de un buen modelo no lineal de la dinámica de fluidos. Al mismo tiempo, se concluye que si el mecanismo que gobierna este comportamiento es el de rigidez, obtener el mencionado modelo no lineal puede ser extremadamente complejo.

1.3. Modelos computacionales.

Los modelos basados en la fluidodinámica computacional o CFD (Computational Fluid Dynamics en inglés) aplicados al estudio de la inestabilidad en haces tubulares, han venido ganando importancia desde principios de 1990, aunque lo cierto es que se han desarrollado un número limitado de ellos cuyo objetivo sea el de entender algunas particularidades del fenómeno o suministrar datos para los modelos teóricos existentes. La principal ventaja con respecto a los otros modelos vistos es que las simulaciones CFD tienen el potencial para dar una descripción detallada del flujo sin necesidad de simplificaciones o datos empíricos, lo que debería permitir obtener predicciones mucho más fiables para las velocidades críticas. Es más, sería posible incluso simular la respuesta dinámica del conjunto flujo-estructura operando en regímenes inestables, en donde los términos no lineales son dominantes.

Eisinger *et al.* [67] desarrollaron un modelo numérico basado en las teorías de Chen [19], [20] de flujo no estacionario. Los estudios se llevaron a cabo con el programa de elementos finitos de ABAQUS-EPGEN, incorporando una subrutina particular para las fuerzas fluidoelásticas. Los resultados, tanto para la modelización lineal como no lineal, eran bastante similares a los resultados experimentales de Chen. Kassera y Strohmeier [68], por su parte, desarrollaron otro modelo bidimensional para el análisis de las vibraciones inducidas por el flujo en agrupaciones de tubos sometidos a flujo cruzado. Las simulaciones, que resolvían el movimiento del tubo y las ecuaciones de Navier-Stokes para régimen no estacionario, arrojaban resultados interesantes, con buenas predicciones de los campos de velocidades y presiones para números de Reynolds pequeños. Sin embargo, fallaban a la hora de predecir correctamente la IFE.

Algunos años más tarde, Barsamian y Hassan [69], investigaron las fluctuaciones de las fuerzas fluidas debidas al golpeteo turbulento en una línea de tubos usando *Large Eddy Simulations* (LES). Las comparaciones cualitativas de los resultados, estaban bastante de acuerdo con los experimentales obtenidos para la misma geometría, sin embargo, la comparación cuantitativa no era tan precisa. Schroder y Gelbe [70] ensayaron con simulaciones en dos y tres dimensiones de una fila de tubos flexibles intentando, de algún modo, mejorar las pautas para simular/calcular la IFE. Los datos experimentales respaldaron sus cálculos de coeficientes de presión, pero no así los patrones de inestabilidad fluidoelástica.

El primer paso para desarrollar un código CFD capaz de predecir la IFE (es decir, calcular las velocidades críticas sin necesidad de realizar estudios experimentales), fue llevado a cabo por Longatte *et al.* [71] quienes realizaron un estudio sobre los métodos numéricos usados para predecir vibraciones en flujo cruzado. En esencia simulaban o plantearon los problemas termohidráulicos y mecánicos del sistema usando una formulación del tipo ALE (Arbitrary Lagrange Euler) para realizar los cálculos, de manera que pudieron introducir los coeficientes obtenidos en la simulación CFD en un modelo de elementos finitos diseñado para simular el movimiento del tubo. Las frecuencias de respuesta para el tubo eran similares a los resultados experimentales. Por otra parte, Sweeney y Meskell [72], llevaron a cabo una serie de investigaciones numéricas sobre las excitaciones que provoca el desprendimiento de vórtices en los haces de tubos sometidos a flujo cruzado. Usando un método de vorticidad discreto con números de

Reynolds bajos, compararon sus resultados con el número de Strouhal que se obtenía en los experimentos, encontrándose una muy buena correlación, con un error de apenas el 6%.

Autores como Schneider y Farge [73], llevaron a cabo investigaciones numéricas sobre patrones de flujo en formaciones de tubos lineales, dispuestos en distintas geometrías. Cuando las simulaciones se realizaban con números de Reynolds bajos ($Re < 1.000$), los resultados resultaban acordes a las experimentaciones. En esta misma línea, Liang y Papadakis [74] usaron técnicas LES para modelar el desprendimiento de vórtices en distintas formaciones de tubos para números de Reynolds de hasta 8.600. Los números de Strouhal obtenidos en estas simulaciones, se correspondían bastante bien con los datos obtenidos experimentalmente.

Por otra parte, autores como Hassan *et al.* [75] usaron otro enfoque. Basándose en el modelo no estacionario de Chen para predecir la IFE y las ecuaciones de Navier-Stokes para obtener los coeficientes relacionados con las fuerzas fluidas, consiguieron un modelo numérico para estimar los umbrales de la IFE en agrupaciones de tubos. Los resultados mostraban un buen parecido con los encontrados en la literatura, por lo que continuaron investigando el efecto que tenía la variación de la relación paso diámetro y el número de Reynolds. Más adelante, El Bouzidi y Hassan [76] realizaron un estudio en profundidad sobre el desfase de las perturbaciones generadas por un cilindro que vibra en una configuración triangular normal. La vibración del tubo era forzada y se analizó un rango de velocidades reducidas que variaban entre 1 y 40, así como un parámetro de masa-amortiguamiento variando entre 10 y 200. Intentaron medir la variación de los canales de corriente que Lever y Weaver definían en su modelo y, de ahí, con los datos dimensionales del sistema, pudieron sacar la amplitud de variación del área de estos canales así como el desfase.

Hassan desarrolló también simulaciones donde el tubo se encontraba anclado en sus extremos, pero con los soportes flojos. Así se tiene, por ejemplo, el trabajo que desarrolló con Hayder (Hassan y Hayder [77]) en donde intenta modelar este tipo de comportamientos. El objetivo era determinar la velocidad crítica del flujo, la respuesta del tubo y los parámetros que intervienen en la interacción de este con el soporte. Consiguen predecir con acierto la velocidad crítica para los casos lineales y para los no lineales (soporte flojo), encuentran que esta es sensible tanto al tamaño del gap como al nivel de turbulencia impuesto. Junto con Hossen (Hassan y Hossen [78]) realiza trabajos similares, solo que aquí prueban distintos modelos de fuerzas fluidas para simular el mecanismo de IFE por amortiguamiento. Con cada modelo van variando la velocidad del flujo y la holgura del soporte, prestando especial atención a los parámetros que afectan al desgaste del tubo con su soporte. Concluyen que cada modelo es diferente tanto en su respuesta lineal como no lineal. Las mayores diferencias entre ellos las encontraron en la predicción de la respuesta al arrastre.

Gillen y Meskell [79] desarrollaron también simulaciones para configuraciones triangulares normales variando la relación paso diámetro entre 1,25 y 1,32 y un tubo que vibra (un grado de libertad) en la tercera fila. Miden y comparan los coeficientes de fuerza con los datos experimentales y obtienen una buena correlación entre ambos. Finalmente, usan estos coeficientes como entrada en un modelo cuasi no estacionario para predecir la velocidad crítica de la IFE controlada por amortiguamiento, obteniendo unas buenas comparaciones.

Khalifa *et al.* [4] llevaron también a cabo simulaciones CFD con una configuración triangular paralela y un cilindro oscilando con el objetivo de modelar las fluctuaciones de velocidad que anteriormente habían medido en túnel de viento y para extender su análisis a velocidades reducidas menores. Obtuvieron resultados bastante ajustados a los experimentos y, además, mejoraron las estimaciones de la velocidad crítica cuando usaban una función empírica para el desfase usando el modelo de Lever y Weaver como referencia.

Del mismo modo, Anderson *et al.* [80] diseñaron un modelo numérico (inspirado también en Lever y Weaver) para explorar el desarrollo de la capa límite a lo largo de cada cilindro en una configuración en la que tenían un tubo vibrando. El punto de separación se vio que oscilada con una amplitud y fase que dependía de la velocidad reducida y de la amplitud de vibración pero de manera no lineal. Concluyen, entonces, que el desfase de la fuerza fluidoelástica tiene dos componentes una que depende de la velocidad y está relacionada con las perturbaciones en el flujo principal y otra dependiente de la amplitud y relacionada con el movimiento de la capa límite.

Otros autores intentan analizar la importancia del número de Reynolds. De este modo, se encuentran, por ejemplo, los trabajos de Charreton *et al.* [81] usando simulación DNS para valores de Reynolds entre 20 y 400 y diferentes configuraciones geométricas. Concluyen que la variación del coeficiente de empuje depende fuertemente de este número en el intervalo de valores entre 0 y 1.000, así como de la relación paso diámetro y el tipo de configuración. Otro trabajo destacable es el de Ghasemi y Kevlahan, que desarrollan simulaciones en las que varían la velocidad del fluido y el número de Reynolds para un número de Scruton fijo. Determinan que aumentar Reynolds y la velocidad del flujo tienen efectos desestabilizantes para configuraciones rotadas, mientras que para las lineales, el efecto es más suave.

Por supuesto, son también destacables los trabajos de de Pedro *et al.* [1], donde se simula, mediante CFD, una triangular normal con un tubo sometido a vibración forzada (impuesta mediante UDF) y libre. Analizan distintas configuraciones y comparan con los datos de la literatura, obteniendo buenos resultados. Utilizan el modelo para analizar la propagación de las perturbaciones y el efecto que tienen sobre la velocidad crítica parámetros como el número de Reynolds, la relación paso-diámetro o los grados de libertad del tubo que vibra.

Continuando esta misma línea, se encuentra el trabajo de Parrondo *et al.* [82]. De nuevo, se realiza una simulación CFD basada en los trabajos previos de de Pedro en la que se procesan, mediante FFT, los datos obtenidos para obtener las correspondientes distribuciones de fluctuaciones en amplitud y fase. De esta manera, es posible analizar las perturbaciones inducidas en el flujo, claves para el desarrollo de la IFE. De este modo, pueden observar cómo, durante un ciclo de oscilación, se forman varios vórtices alrededor del tubo que vibra, algunos de los cuales son arrastrados aguas abajo a una velocidad más o menos constante. Concluyen que, salvo para velocidades de flujo bajas, las fuerzas de empuje resultan desestabilizadoras debido a las fluctuaciones de presión en áreas específicas del tubo que vibra en la zona de la estela, que se comportan como zonas de estancamiento que se alternan por los flujos de vórtices que se desprenden de manera periódica.

Capítulo II

2. Objetivos.

Los objetivos de esta tesis giran en torno a la inestabilidad fluidoelástica, un fenómeno de autoexcitación que se da cuando se tiene un haz de tubos sometidos a flujo cruzado de aire o de agua y que se caracteriza por generar unas vibraciones de amplitudes tan grandes, que pueden poner en peligro la integridad estructural sobre la que se desarrollan. Es un fenómeno que, pese a ser ampliamente estudiado durante las últimas décadas, aún presenta incógnitas sobre los mecanismos que llevan a su desarrollo.

De entre todos los modelos que se han ido desarrollando en la literatura científica, es el de Lever y Weaver el que se utilizará como referencia en el presente trabajo. Su modelo no estacionario simplifica en extremo el fenómeno, sin embargo, los resultados que obtienen encajan de manera más que aceptable con la realidad.

El principal propósito de esta investigación, por tanto, es intentar adquirir un mejor conocimiento de este modelo y, sobre todo, ver si es posible proponer alguna modificación al mismo sin que su sencillez se vea comprometida. Esto se hará mediante el desarrollo de una metodología CFD que será contrastada y validada con datos experimentales encontrados en la literatura científica, en particular, con los trabajos de Khalifa *et al* [4], [5] y Sawadogo y Murehiti [6].

Esta metodología incluye una simulación con Fluent de un dominio similar al usado por Lever y Weaver en el que un tubo del haz es sometido a una vibración forzada (impuesta por una función externa definida

por el usuario). Los resultados obtenidos se usarán para analizar en detalle lo que ocurre alrededor del tubo que vibra, en particular, en la zona que se encuentra entre este y el tubo inmediatamente anterior aguas arriba. Fruto de este estudio, se elaborarán unas hipótesis sobre la existencia de un flujo transversal en esa zona que se demostrarán como ciertas, lo que llevará a plantear la modificación del modelo de Lever y Weaver con el fin de incorporar esta nueva información. Posteriormente, se analizarán y contrastarán los resultados de esta nueva formulación con el modelo de Lever y Weaver y las simulaciones de Fluent.

Otro de los objetivos que se plantean también es el analizar de qué modo afectan las vibraciones a un sistema dado para distintas velocidades, desde el punto de vista de su estabilidad. Lo que se buscará es intentar determinar las distintas velocidades críticas y oscilaciones de ciclo límite que tiene un sistema determinado para diferentes velocidades del flujo. Para ello, se desarrollará una formulación específica que permitirá relacionar los datos obtenidos en las simulaciones, con el amortiguamiento neto del sistema lo que, en última instancia, permitirá crear mapas donde poder identificar fácilmente estos parámetros.

Capítulo III

3. Modelado CFD

En el Capítulo I se comentó que el modelado CFD tiene el potencial para dar una descripción detallada del flujo sin necesidad de simplificaciones o datos empíricos, lo que constituye una ventaja fundamental si se compara con los otros modelos existentes. En el presente capítulo, por tanto, se describirá la metodología seguida para generar el dominio geométrico con la herramienta de Gambit, así como la configuración y selección de los principales parámetros para la simulación con Fluent. Por último, se realiza un breve análisis sobre la influencia de ciertos parámetros en los resultados.

3.1. Geometría del haz – parámetros principales.

Tal y como se mencionó anteriormente, se procederá a realizar una serie de simulaciones CFD de una configuración Triangular Paralela con una relación paso – diámetro de 1,57 y un diámetro de tubos de 12 mm. Se creará para ello una geometría con la herramienta Gambit que luego será exportada en el formato adecuado para su utilización en Fluent. Además de todo esto, se inducirá en uno de los tubos una vibración forzada que tendrá una frecuencia de 7,8125 Hz y una amplitud variable linealmente con el tiempo y que se implementará mediante una UDF diseñada a tal efecto. Los detalles específicos se desglosan en el presente capítulo.

La razón para escoger una configuración triangular paralela se fundamenta en la experiencia que se tiene con la misma en el Departamento de Mecánica de Fluidos de la Universidad de Oviedo, donde se han llegado a publicar artículos como el de Parrondo *et al* [82], que usaba esta misma configuración. En cuanto a escoger una relación paso diámetro de 1,57, la razón radica en un modelo experimental que se desarrolló en el propio laboratorio. La necesidad de poder introducir sondas de medición entre los tubos hacía poco adecuada una relación menor, ya que la propia sonda, por pequeña que fuese, podía generar perturbaciones lo suficientemente importantes como para invalidar las medidas. Así mismo, la relación 1,57 está dentro de los rangos habituales que se pueden encontrar en un intercambiador de calor, tal y como se puede comprobar en la distinta literatura científica existente [3].

En cuanto a la frecuencia de vibración de 7,8125 Hz también está basada en los trabajos anteriormente citados y está relacionada con cómo se configuró, en su momento, el post-procesado de las señales obtenidas en la simulación. Este análisis necesitaba que el tiempo de cada oscilación fuese potencia de 2 y esta frecuencia hace que la duración de un ciclo sea de 0,128 segundos. El paso temporal que inicialmente se estipuló era de 0,00025 segundos, lo que equivale a 512 pasos temporales por ciclo. Este valor (512) es muy superior a lo que recomiendan otros autores Hassan *et al.* [75] para realizar simulaciones similares.

Justificada la elección de los parámetros básicos, se procederá a describir el desarrollo del mallado en Gambit y la posterior simulación en Fluent.

3.2. Dominio geométrico.

Para las simulaciones se desarrolla un mallado 2D con el Gambit para la geometría triangular paralela análoga a la de Parrondo *et al.* en [82]. El diámetro de los tubos es de 12 mm y el tubo que vibra se sitúa en la cuarta fila (tubo “TV” en Ilustración 20).

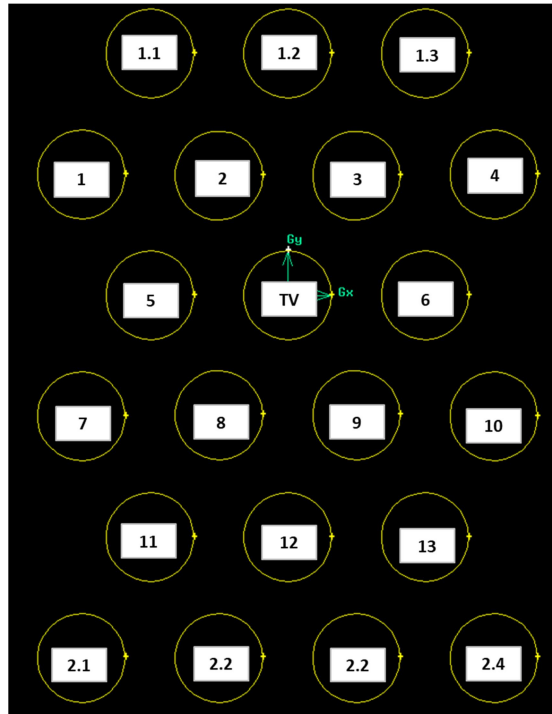


Ilustración 20 Esquema de distribución de los tubos.

En total, se tiene una configuración de 7 filas y 4 columnas en tubos numerados del 1 al 13 con las coordenadas de la Tabla 1:

Tabla 1 Coordenadas de los tubos TP

Tubo	x (m)	y (m)
1	-0,02826	0,01632
2	-0,00942	0,01632
3	0,00942	0,01632
4	0,02826	0,01632
5	-0,01884	0
TV	0	0
6	0,01884	0
7	-0,02826	-0,01632
8	-0,00942	-0,01632
9	0,00942	-0,01632
10	0,02826	-0,01632
11	-0,01884	-0,03263
12	0	-0,03263
13	0,01884	-0,03263

Los tubos marcados con los números 1.1, 1.2, 1.3, 2.1, 2.2, 2.3 serán usados como parte del suelo y techo del dominio y serán cortados a la mitad en el diseño final. Sus coordenadas son las de la Tabla 2.

Tabla 2 Coordenadas de los tubos suelo y techo TP

Tubo	x(m)	y (m)
1.1	-0,01884	0,03263
1.2	0	0,03263
1.3	0,01884	0,03263
2.1	-0,02826	-0,04895
2.2	-0,00942	-0,04895
2.3	0,00942	-0,04895
2.4	0,02826	-0,04895

A continuación, se define la zona central como un rectángulo (ABCD) que incluye todo lo anteriormente comentado (Ilustración 21) y un hexágono alrededor de TV con vértices en los centros de los tubos 2, 3, 5, 6, 8 y 9 que delimitará la zona del mallado flexible. Las coordenadas de los extremos de esta zona central aparecen en la Tabla 3

Tabla 3 Coordenadas de los extremos de la zona central para TP

Punto	x (m)	y (m)
A	-0,03768	0,03263
B	0,03768	0,03263
C	-0,03768	-0,04895
D	0,03768	-0,04895

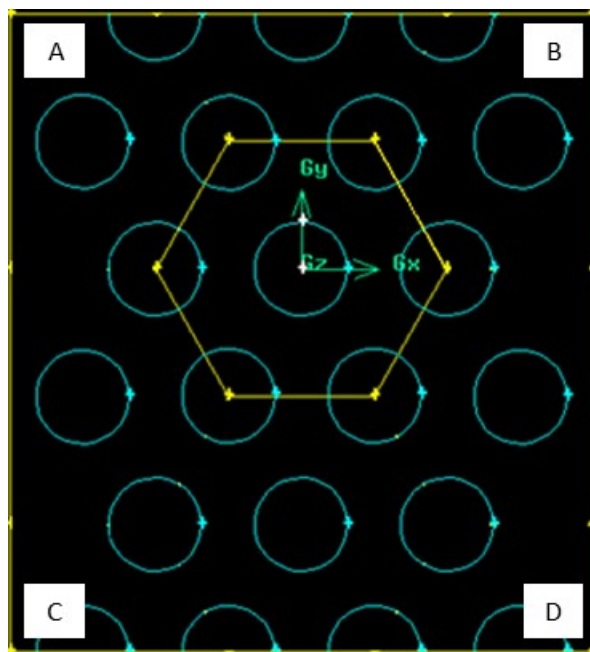


Ilustración 21 Diseño de la zona central para TP

Posteriormente, se extiende el dominio de la simulación en ambas direcciones (aguas arriba y abajo), en una longitud equivalente a nueve diámetros de tubo a contar desde los extremos. De esta manera, hay espacio suficiente para que se propaguen y desarrollen las perturbaciones dentro del haz. Sin embargo,

como contrapartida, pueden generarse importantes fenómenos de vorticidad aguas abajo que, si bien pueden existir en la realidad, no tienen relación con el mecanismo de la inestabilidad fluidoelástica. Para minimizar estas perturbaciones que, además, alargan las simulaciones, se añaden unas placas paralelas al flujo principal después de cada una de las columnas de tubos [1]. Como resultado final, se tiene el dominio mostrado en la Ilustración 22. Las coordenadas de los puntos que ahí aparecen, se muestran en la Tabla 4

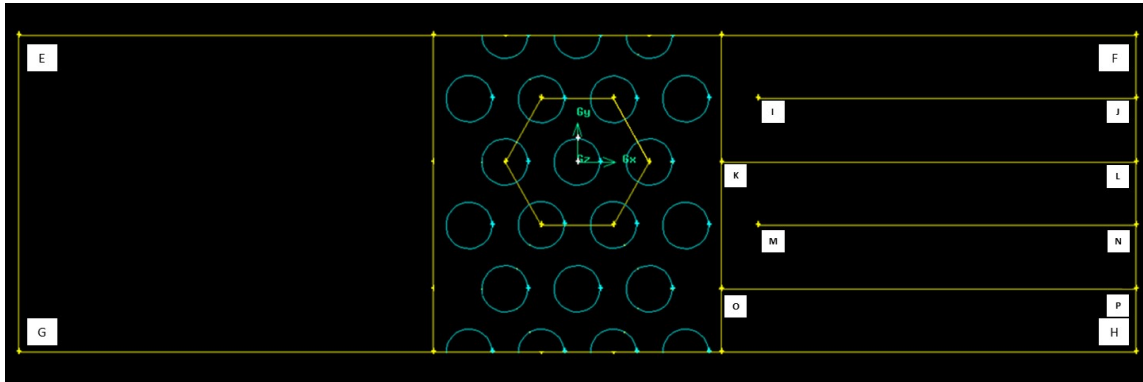


Ilustración 22 Diseño final del dominio de simulación para TP

Tabla 4 Coordenadas de los elementos restantes del dominio para TP

Punto	x (m)	y (m)
E	-0,14568	0,03263
F	0,14568	0,03263
G	-0,14568	-0,04895
H	0,14568	-0,04895
I	0,0471	0,01632
J	0,14568	0,01632
K	0,03768	0
L	0,14568	0
M	0,0471	-0,01632
N	0,14568	-0,01632
O	0,03768	-0,03263
P	0,14568	-0,03263

En simulaciones previas como las realizadas por Parrondo *et al.* [82] o de Pedro *et al.* [1] para configuraciones triangulares paralelas y normales se observó que, para amplitudes de vibración en el entorno del 8% o superiores, el mallado sufría grandes deformaciones durante la simulación. Esto podría estar suponiendo una pérdida de información importante ya que, además, esa deformación era máxima en la zona adyacente a los tubos. Esta zona es la de mayor interés para este estudio porque es ahí donde se desarrollan los gradientes de presión y velocidad más acusados y, por ende, los que potencialmente pueden tener una mayor influencia en la generación de las fuerzas sobre el tubo y en el posterior desarrollo de la IFE.

Con el fin de evitar esto, se decide crear, alrededor del tubo que vibra, una corona circular concéntrica de radio 8 mm que se moverá en sincronía con este. El radio ofrece espacio suficiente como para poder implementar una vibración de hasta el 40% (muy por encima de los valores previstos) y, aunque la deformación se seguirá produciendo, ya no tendrá lugar en las inmediaciones del tubo (Ilustración 24). Aunque alejar el problema del tubo no resuelve, en principio, el punto de la pérdida de información, sí que se asegura que esta no tiene lugar en una zona crítica. Pese a todo se verá que, durante las simulaciones con Fluent, se soluciona también este problema.

3.2.1. Mallado.

El mallado de la capa límite de cada tubo está formada por cerca de 1.800 celdas rectangulares distribuidas en 10 capas con un tamaño mínimo de 0,1 mm y un factor de crecimiento de 1,2. En el caso del tubo en movimiento, esta capa límite se moverá a la vez que él (Ilustración 23).

Las zonas de la entrada (EACG) y salida (BFDH), se mallan con celdas rectangulares también. En el caso de la entrada, con un tamaño que es tanto más pequeño, cuanto más cerca se está de la zona de los tubos. En concreto, la entrada EG y la salida FH, se mallan con un tamaño de intervalo de 0,0002 m, lo que da un total de 495 nodos. Para el suelo y el techo de la entrada (tramos GC y EA), se establecen un total de 125 nodos que van distribuyéndose de manera creciente a medida que se acercan a la zona central (ratio de 0,98). El suelo y el techo de la salida (BF y DH), así como todas las aletas, tienen nodos a intervalo constante de 0,0002 m. El resto de zonas, se mallan con celdas triangulares a intervalos también de 0,0002 m. En total, el modelo presenta alrededor de $7 \cdot 10^5$ celdas, bastantes más que los modelos usados anteriormente (del orden de $4 \cdot 10^5$). Esto, pese a alargar más las simulaciones y el post-procesado, permite obtener unos resultados más precisos.

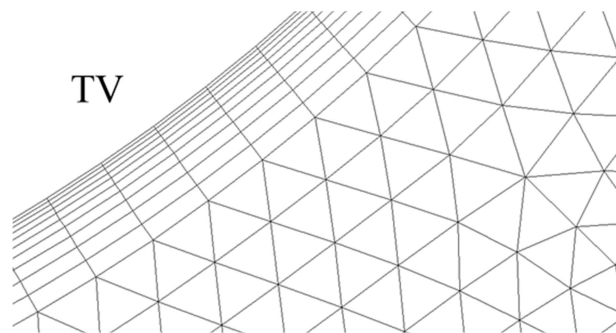


Ilustración 23 Detalle de la capa límite en el tubo que vibra (TV)

3.2.2. Contornos.

A la hora de definir los contornos, se tienen los siguientes:

- Se definen como *Paredes*:

- Todos los tubos (definidos de manera individual; esto es importante de cara al análisis en Fluent ya que permitirá monitorizar los coeficientes de arrastre y sustentación).
- El suelo (tramo GCDH).
- El techo (tramo EABF).
- Todas las aletas (de forma individual en este caso, pero aquí no tendría importancia seleccionarlas todas juntas).
- El tramo EG será entrada de velocidad (*velocity inlet*).
- El tramo FH será salida de presión (*pressure outlet*).
- Se definen como *Interiores*:
 - Todas las capas límite (también definidas de manera individual, por seguir la tendencia descrita. En este caso es indispensable que, al menos, la capa límite del tubo TV sea definida de manera independiente, para que luego se le pueda asignar el movimiento durante la simulación).
 - Los límites de entrada y salida de la zona central (AC y BD).
 - El hexágono de la zona central.

Por último, se especifican las zonas por las que va a discurrir el agua. En este caso en concreto se tendrán las siguientes:

- Una zona específica para la capa límite del tubo que vibra.
- Otra para el agua contenida en el hexágono, pero fuera de la corona.
- Otra para el agua de la corona.
- Otra para el resto de capas límite.
- Una última para el resto del dominio de agua que queda sin adjudicar.

El diseño se exporta para su uso con Fluent.

3.3. Modelo de flujo.

3.3.1 Parámetros de la simulación en estado estacionario.

La mayoría de los parámetros utilizados se escogieron siguiendo los trabajos de de Pedro *et al.* [1] y Parrondo *et al* [82]. El mallado, por tanto, se ejecuta con el software de Ansys-Fluent 16.2 basado en ecuaciones 2D URANS para flujo estacionario. El modelo de turbulencia escogido fue el K- ϵ RNG (*Renormalization Group*), con los valores por defecto dados por el programa y complementado con las correcciones de no equilibrio para las zonas de pared (*Near Wall Treatment*), tal y como sugieren esos mismos trabajos.

Todas las simulaciones se realizarán con agua, por tanto, se define en la pestaña correspondiente accediendo a la base de materiales de fluent y seleccionando agua líquida. Esta agua cubre todo el dominio.

Se revisa que las condiciones de contorno sean las adecuadas. La zona definida como entrada de velocidad se configura para una velocidad inicial de 0,21 m/s constante y para una turbulencia especificada mediante su intensidad (3%) y su longitud (0,0007 m). La intensidad de turbulencia puede calcularse mediante la siguiente fórmula:

$$I = 0,16 \cdot (Re_{DH}^{-1/8})$$

donde:

$$Re_{DH} = \frac{u_s \cdot D_H}{\vartheta}$$

siendo

- U_s la velocidad del fluido (0,21 m/s para el caso base, pero potencialmente variable en un rango que iría desde los 0,03 m/s hasta los 0,42 m/s)
- D_H es el diámetro hidráulico, calculado como 4 veces el área dividido entre el perímetro.
- ϑ es la viscosidad cinemática, calculada como la relación entre la viscosidad dinámica (0,001003 kg/m·s a 20° C para el agua) y la densidad (998,2 kg/m³).

Por otra parte, la longitud se estima como:

$$L = 0,07 \cdot l$$

donde l es la longitud característica

Se verifica así mismo que la presión a la salida tiene las mismas especificaciones para la turbulencia.

Se establece un criterio de convergencia del orden de 10^{-8} para la continuidad, velocidad en los ejes x e y , k y ϵ . Cuando se alcancen estos valores, la simulación llegaría a su fin.

Por último, se modifican los valores de referencia que, aunque para esta parte no tienen la mayor relevancia, sí resultarán fundamentales en el análisis del estado no estacionario y en el cálculo de los coeficientes de arrastre y sustentación. Se fija un área de 0,012 m², una longitud también de 0,012 m, una densidad de 998,2 kg/m³ y una profundidad de 1 m.

Se establece un número de iteraciones lo suficientemente grande como para que se alcancen las condiciones fijadas de convergencia. Tras alcanzar las 500 – 1.000 iteraciones, en la pestaña de Métodos de solución, se cambia el esquema de simulación a la opción SIMPLE y las discretizaciones de la turbulencia (cinética y disipación) a segundo orden para conseguir unos mejores resultados. Se establece, así mismo, un autoguardado cada 50.000 iteraciones con el objetivo de evitar la pérdida de datos en caso de problemas o errores en el funcionamiento normal. El lay-out del dominio se muestra en la Ilustración 24.

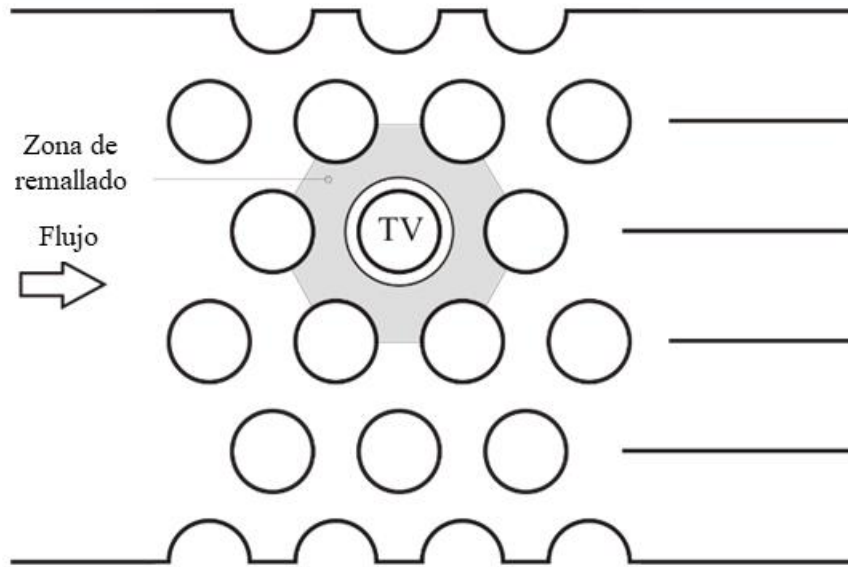


Ilustración 24 Lay-out del dominio para TP con $P/d = 1,57$

3.3.2 Parámetros de la simulación en estado no estacionario.

En líneas generales, los parámetros de simulación son similares al caso estacionario. En particular, los cambios realizados inicialmente son los siguientes:

- Los criterios de convergencia se suben a 10^{-5} .
- Se establece un paso temporal de 0,00025 segundos.
- Se establece un máximo número de iteraciones por paso temporal de 300.
- Se realizarán autoguardados a intervalos regulares.
- Discretizaciones de primer orden.

3.4. Malla dinámica.

Antes de comenzar con las simulaciones, es importante conocer la respuesta de la malla a las vibraciones para ajustar los parámetros de deformación y remallado. Tal y como se ha mencionado anteriormente, el problema que se tenía en anteriores simulaciones era que la deformación de las celdas, cuando la amplitud de vibración superaba el 8%, era muy grande, por lo que se corría el riesgo de estar perdiendo información en la zona de mayor interés, que es la que rodea al tubo que vibra. Aun cuando se modificaban los parámetros de remallado, las deformaciones y heterogeneidades seguían siendo evidentes (Ilustración 25). Esta es la razón por la que se incluyó, como ya se dijo, la corona alrededor éste. El objetivo ahora es minimizar la deformación alrededor de la corona.

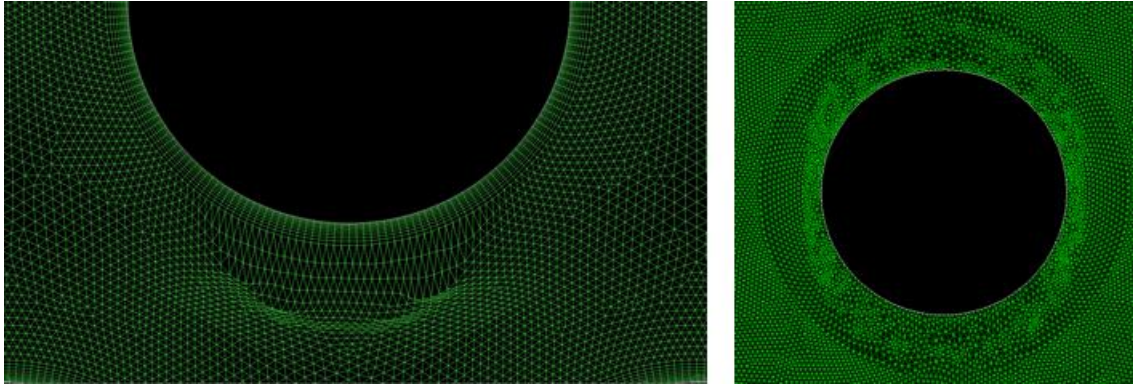


Ilustración 25 Deformaciones y heterogeneidades del antiguo mallado

Se carga, por tanto, a la simulación, una UDF que hará vibrar el tubo con una amplitud constante del 23% del diámetro del tubo y que dará a este un movimiento armónico simple cuya frecuencia es de 7,8125 Hz. Con la opción de visualizar el movimiento de la malla, se estudiará el comportamiento de esta durante 10 oscilaciones completas.

Se escogen las opciones de suavizado (*smoothing*) y remallado (*remeshing*) bajo la pestaña de parámetros de malla dinámica. Los valores escogidos para el primero serían un factor de estiramiento (*spring factor*) de 0,1, relajación de los nodos de contorno (*boundary node relaxation*) de 0,7, tolerancia de convergencia (*convergence tolerance*) de 0,001 y número de iteraciones (*number of iterations*) de 25. En cuanto al remallado, se selecciona la casilla de “debe mejorarse la *deformación*” (*must improve skewness*) y se determina una longitud mínima de escala (*minimum lenght scale*) de 0,002 y una máxima (*maximum lenght scale*) de 0,0025, con un valor para la *deformación* (*skewness*) de 0,4 y un intervalo de remallado (*remesh interval*) de 10. Del mismo modo, se definen las distintas zonas para esta malla dinámica: el tubo, su capa límite y la corona como cuerpos rígidos moviéndose con la UDF y el mallado del hexágono, como una zona a deformarse. Las opciones del mallado dinámico seleccionadas para estas zonas serán el suavizado y el remallado y tendrán los mismos parámetros que los mencionados para la malla general.

Lo que se observó fue que la deformación del mallado seguía existiendo fuesen cuales fuesen los parámetros que se hubieran introducido, dando la sensación de que la opción de remallado no estaba funcionando de la manera adecuada por la aparición de celdas con tamaños demasiado grandes y heterogéneos (Ilustración 26). Finalmente, tras una serie de pruebas, se aprecia que, prescindiendo del *smoothing* y forzando a un remallado a cada paso temporal (que se mejora, además, activando la opción de “función de tamaño” (*size function*), con una resolución de 3, variación del 1,1 y una medida de 0,3 (Ilustración 27)), los resultados son adecuados a lo que se busca.

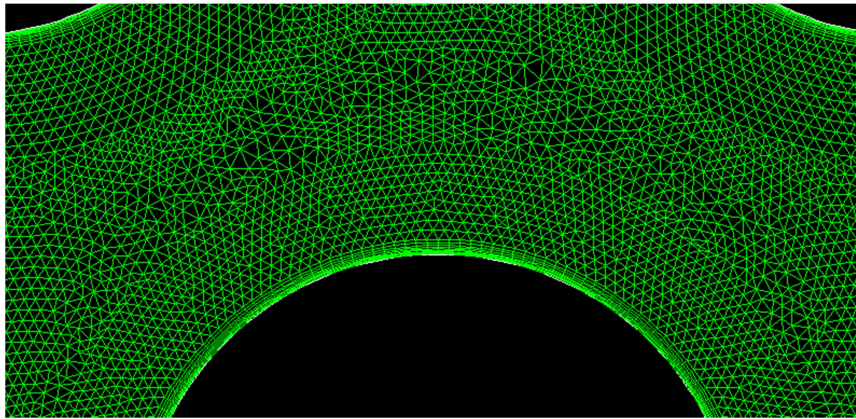


Ilustración 26 Deformaciones y heterogeneidades del mallado con la corona implementada

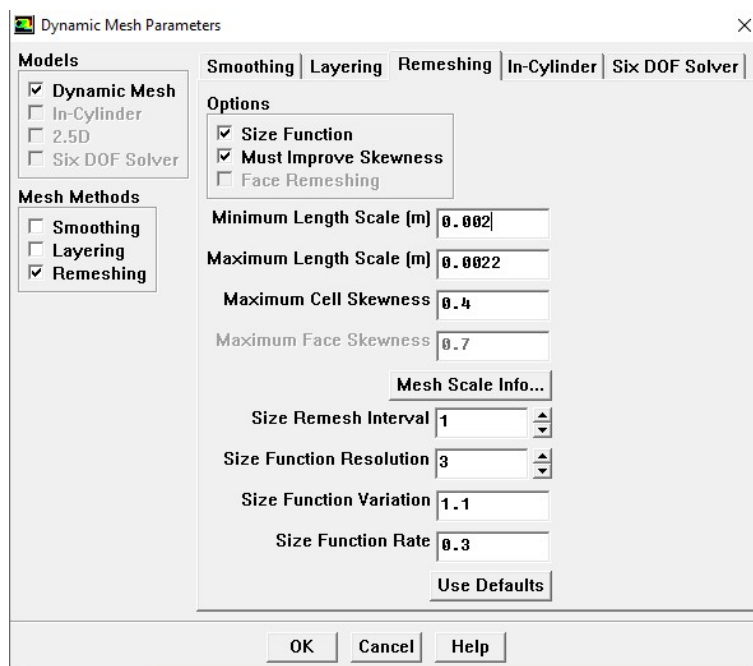


Ilustración 27 Parámetros finales de mallado dinámico.

Estos resultados pueden observarse en la Ilustración 28, donde el tubo TV se encuentra en su posición más baja cuando la amplitud de vibración es del 23% y han transcurrido 10 oscilaciones. Se puede apreciar también cómo las celdas que rodean al tubo permanecen sin deformar por estar dentro de la corona y cómo las exteriores presentan un tamaño uniforme y homogéneo pese al remallado.

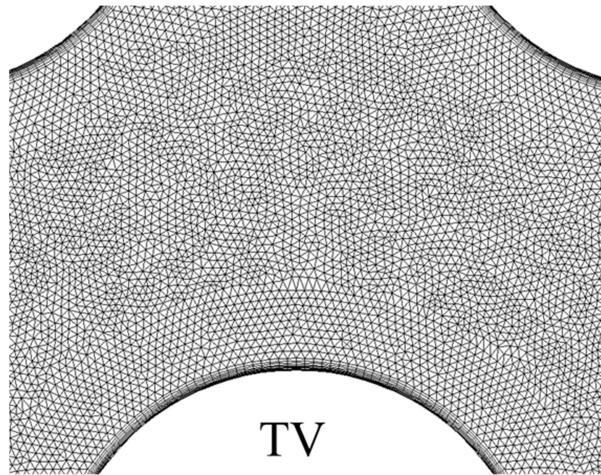


Ilustración 28 Detalle del mallado tras 10 oscilaciones para una vibración del 23% con el tubo en la posición más baja.

3.5. Procedimiento de cálculo.

El proceso básico seguido para las simulaciones será el siguiente:

- Simulación de un caso base en estado estacionario, para una velocidad determinada, hasta alcanzar los criterios de convergencia.
- Cambio a régimen no estacionario con las siguientes características básicas:
 - Simulación de un caso base con una duración equivalente a 10 ciclos de oscilación completos (1,28 segundos) sin vibración. Este será el punto de partida del resto de simulaciones en no estacionario.
 - Cambio de velocidad del fluido, si fuese necesario.
 - Ejecución de la UDF que, tras un periodo equivalente a 10 ciclos de oscilación completos (1,28 segundos), introduce la vibración en el tubo hasta una amplitud de vibración que puede llegar hasta el 30%.

A continuación, se desarrolla en detalle todo este proceso.

La simulación en estado estacionario se lleva a cabo con los parámetros anteriormente descritos sin mayores problemas. Una vez se alcanzan los criterios de convergencia, se procede a la segunda parte.

El cambio al estado no estacionario tiene dos etapas:

- Una primera en la que se genera un caso base que sirve de transición entre ambos regímenes y que tiene una duración equivalente a 10 oscilaciones completas.
- Una segunda en la que se cambia la velocidad (si fuese necesario) y se introduce una UDF que hace vibrar el tubo.

En ambas etapas, los parámetros de configuración son los ya mencionados.

Tal y como se acaba de comentar, la primera parte tiene el objetivo de conseguir una buena transición entre ambos regímenes y servir de punto de partida para el resto de simulaciones que se van a realizar. La UDF que se carga ahora a la simulación, introduce el siguiente patrón de movimiento:

- Un periodo inicial equivalente a 10 oscilaciones completas en donde no hay vibración para que el sistema pueda reajustarse a un cambio de velocidad con respecto al caso base (0,21 m/s).
- A partir de ese momento (segundo 2,56 de simulación), la vibración aumentará un 1% cada 5 oscilaciones de manera lineal.
- La frecuencia será de 7,8125 Hz y se mantendrá constante en cada simulación.

Con todo esto, la función se programaría de la siguiente manera:

```

/*****
 * 3-degree of freedom equation of motion
 * compiled UDF (2D Geometry)
 *****/

# include "udf.h"

DEFINE_CG_MOTION(tubo, dt, cg_vel, cg_omega, time, dtime)
{
    real freq = 7.8125;
    real amp = 0.00009375*time-0.00024;
    real desfase = -2.56;

    real omega;
    real vel;

    //real time = RP_Get_Real("flow-time");
    real t_ref = 2.56;

    omega= 2.0*M_PI*freq;
    vel = 0.00009375*sin(omega*(time+desfase))+amp*omega*cos(omega*(time+desfase));

    cg_vel[0] = 0.0;

    if ( time < t_ref)
    {
        cg_vel[1] = 0; /* y-velocity*/
    }
    else
    {
        cg_vel[1] = vel; /* y-velocity*/
    }

    cg_vel[2] = 0.0;

    NV_S (cg_omega, =, 0.0); /* no angular motion */

}

```

Otros parámetros de interés, son:

- La vibración se desarrollará, en un principio, hasta que se alcance una amplitud del 30%.

- Se programa un autoguardado cada 5 ciclos de oscilación para minimizar la pérdida de información en caso de problemas.

Con estos datos, se requieren un total de 81.920 pasos temporales para completar la simulación. El primer caso que se va a correr es el que se corresponde con una velocidad aguas arriba de 0,21 m/s.

Con el fin de poder recabar información para su posterior análisis, se crean también una serie de monitores de superficie que recogen los valores de la presión estática en catorce puntos, la posición del tubo que vibra (Ilustración 29), así como los coeficientes de sustentación y arrastre de los tubos 2, 3, 5, 6, 8, 9 (los que rodean el tubo central) y TV.

Los catorce puntos se especifican mediante el menú “superficie” y el submenú “punto” de Fluent. Las coordenadas de cada uno de ellos se introducen a mano (se encuentran a una distancia de 0,00602 m del centro del tubo y en posiciones de -15° , 0° y $+15^\circ$, por lo que su cálculo no presenta dificultades). A continuación, en “solución” – “monitores” – “superficie”, se definirá la información que recogerán cada uno de ellos. En este caso, serán los valores de presión estática en cada paso temporal. Para la posición del tubo, se crea un monitor adicional que recogerá la coordenada “y” del promedio de los vértices del tubo *tv* (la coordenada “y” promedio de todos los vértices del tubo que vibra es la coordenada “y” del centro de este). Se configura para que guarde la información de estos 15 puntos cada paso temporal.

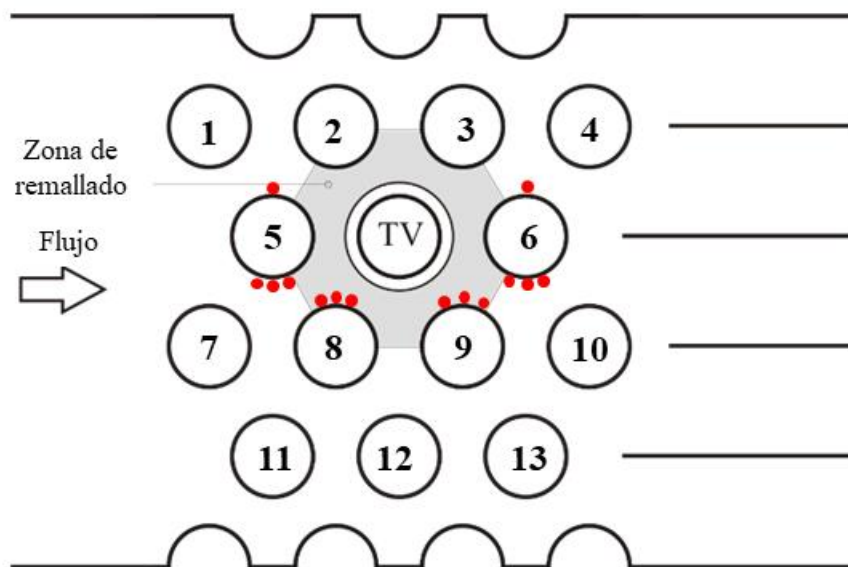


Ilustración 29 Posición de los puntos de toma de presión.

Por otra parte, mediante el desarrollo de macros, se recabará información sobre presiones y velocidades instantáneas en una serie de puntos que luego serán post-procesadas mediante FFT. Esto va a permitir poder elaborar distintos mapas, gráficos y curvas de velocidades, presiones, fuerzas... que servirán para poder analizar en detalle cómo se desarrolla la simulación. Estos aspectos se desarrollarán en detalle en capítulos posteriores.

3.6. Efectos de parámetros sobre resultados

A medida que avanzan los cálculos, se van analizando los datos que se recogen para ver si los resultados que se están obteniendo son acordes a lo que se espera de ellos. Aunque la explicación en detalle de los resultados se dará más adelante, resulta necesario traer a este punto parte de los mismos para justificar los cambios realizados en algunos de los parámetros de la simulación.

3.6.1 Influencia del paso temporal.

En un primer momento se comentó que el paso temporal era de 0,00025 segundos porque se consideraba que 512 puntos de análisis por cada vibración eran suficientes. Sin embargo, se decide realizar en paralelo una segunda simulación con un paso temporal mitad, es decir, 0,000125 segundos. Aunque la obtención de los resultados que se muestran a continuación (Ilustración 30 e Ilustración 31) se especifican con detalle en el Capítulo VI, resulta de interés trasladar algunas gráficas a este punto para comentar las diferencias observadas para los dos pasos temporales analizados.

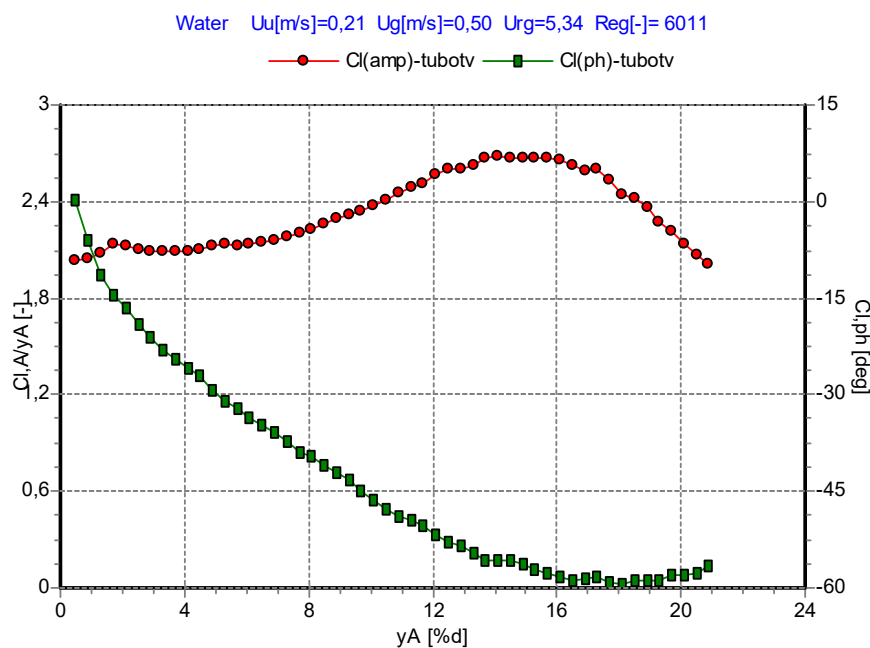


Ilustración 30 Amplitud de Cl para TV en relación a la amplitud de vibración y desfase, frente a amplitud de vibración del tubo TV con paso temporal de 0,00025 segundos

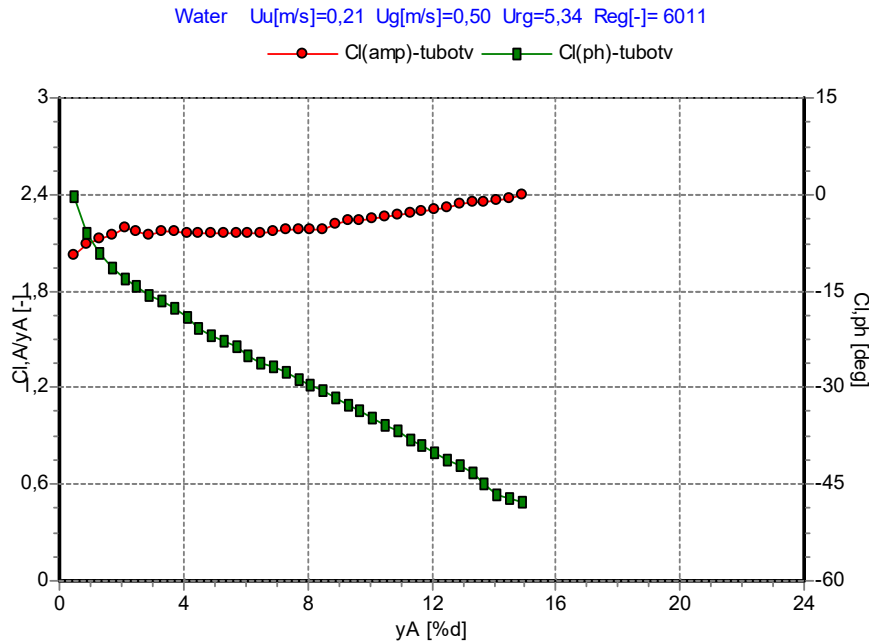


Ilustración 31 Amplitud de Cl para TV en relación a la amplitud de vibración y desfase, frente a amplitud de vibración del tubo TV con paso temporal de 0,000125 segundos.

La Ilustración 30 muestra la amplitud de oscilación del coeficiente de sustentación (Cl) del tubo que vibra dividido por la amplitud de vibración del tubo (color rojo) y su desfase (verde) con respecto a la amplitud de vibración. La importancia o interés de analizar lo que ocurre con Cl es porque, a través de este parámetro, va a ser posible calcular la fuerza que se está ejerciendo sobre el tubo en la dirección transversal al flujo. Esta fuerza, además, tendrá una componente en fase con la posición del tubo y otra, en fase con la velocidad. Esta última componente tiene incidencia en el amortiguamiento neto del sistema y, por tanto, es un parámetro influyente a la hora de determinar las oscilaciones de ciclo límite que determinan la aparición de la inestabilidad fluidoelástica. Lo que se espera que ocurra es que, para amplitudes de vibración bajas, la fuerza de sustentación sea proporcional a la amplitud con la que vibra el tubo, lo que en una gráfica de este tipo debería mostrarse como una línea horizontal. Esto es lo que se aprecia en la Ilustración 30. Cuando pasamos a trabajar con un paso temporal más pequeño, este mismo comportamiento también tiene lugar, tal y como se ve en la Ilustración 31, con la diferencia de presentar unos valores mucho más suaves. Efectivamente, si se comparan entre ambas gráficas, se aprecia cómo esa proporcionalidad se extiende hasta una amplitud del 5% en el primer caso y hasta un 8% en el segundo. Estos últimos resultados resultan ser más acordes a lo esperado, por lo que se decide que las simulaciones deberán correr con un paso temporal de 0,000125 segundos. Esto supone doblar el número de cálculos por ciclo, alargando, por tanto, las simulaciones.

3.6.2 Influencia de la variación de la amplitud de vibración

Por otra parte, es interesante analizar qué ocurre si, con este nuevo paso temporal, la velocidad a la que crece la amplitud también se modifica. Se comprueba que, cuando las velocidades del fluido van

creciendo, empiezan a aparecer discrepancias importantes entre los datos analizados, dando a entender que, quizás, cuando las velocidades del flujo son muy altas, la simulación no termina de acomodarse entre saltos temporales debido a que la variación de la amplitud con respecto al tiempo es demasiado grande. A modo ilustrativo se compara la Ilustración 32 con la Ilustración 33. En ambas, la velocidad del flujo aguas arriba es de 0,32 m/s (frente a los 0,21 m/s de los casos analizados hasta ahora). Para la primera, la amplitud de vibración varía linealmente un 1% cada 5 oscilaciones completas, mientras que para la segunda, la variación del 1% ocurre cada 10.

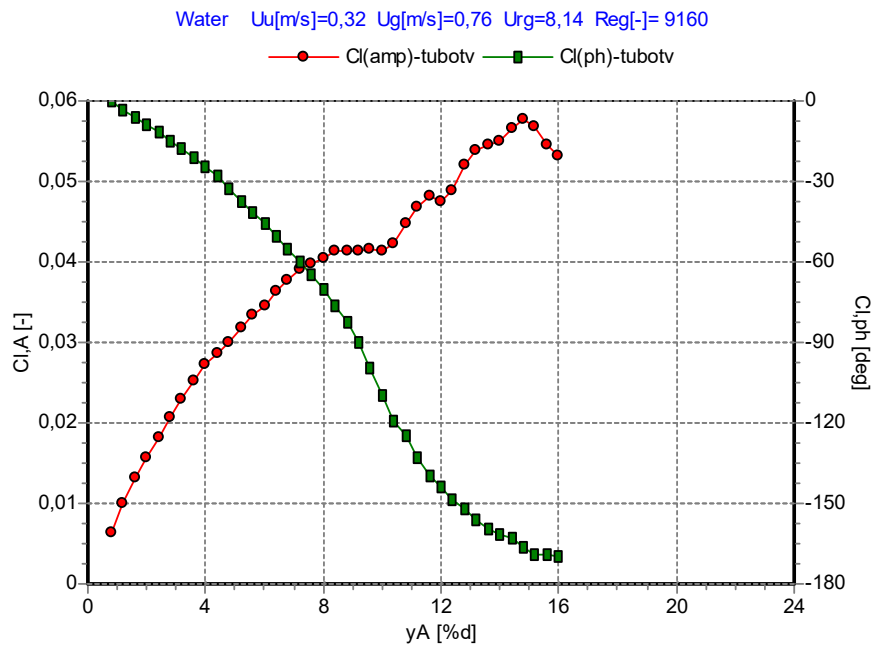


Ilustración 32 Amplitud de Cl (rojo) y desfase (verde) frente a amplitud de vibración con paso temporal 0.000125 y crecimiento de amplitud normal

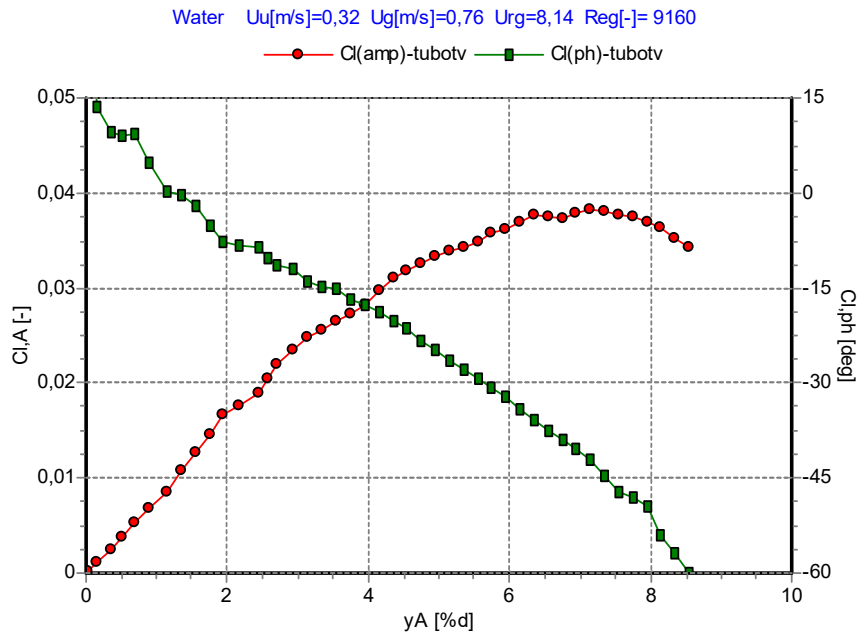


Ilustración 33 Amplitud de CI (rojo) y desfase (verde) frente a amplitud de vibración con paso temporal 0,000125 y crecimiento de amplitud a la mitad

Las diferencias entre ambas gráficas son significativas, tanto para CI como para el desfase, siendo mucho más suave y uniforme en el segundo caso. En el primer caso, la amplitud de CI alcanza una zona llana en el valor de 0,04 para amplitudes del 8% y luego se dispara hacia arriba mostrando valores que parecen romper con la tendencia, mientras que en el segundo, no llega a ese valor y ya en el 8% muestra una clara tendencia descendente. Reducir la velocidad a la que varía la amplitud, por tanto, tiene repercusiones positivas para velocidades altas, por tanto, se decide que se aplicará este nuevo criterio para todas las simulaciones con la consiguiente modificación de la UDF. Esta modificación únicamente afectaría a la pendiente de la ecuación, que puede obtenerse de manera sencilla mediante procesos matemáticos básicos.

3.6.3 Influencia de los criterios de convergencia y discretizaciones.

Se decide comprobar ahora si existe una variación sustancial en los resultados si se hacen más estrictos los criterios de convergencia y se cambian las discretizaciones a segundo orden. Por defecto, se habían situado en 10^{-5} y se prueba lo que ocurre cuando se aumentan a 10^{-7} . Los resultados se muestran en la Ilustración 34, donde la velocidad de simulación vuelve a ser 0,21 m/s, el paso temporal de 0,000125 s y la variación de la amplitud, del 1% cada 10 oscilaciones.

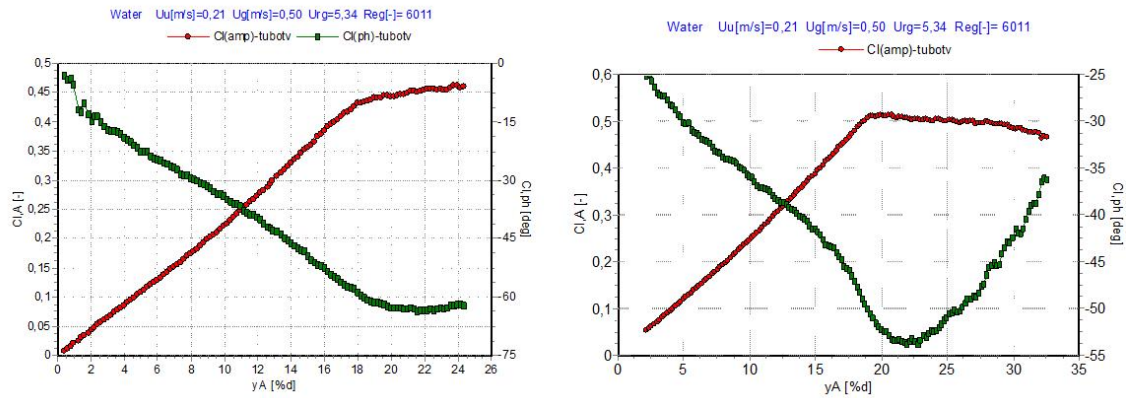


Ilustración 34 Comparación de Cl y desfase frente a amplitud de vibración variando los criterios de convergencia y las discretizaciones. Izq.: 10^{-5} y primer orden; dcha.: 10^{-7} y segundo orden; resto de parámetros idénticos

Hacer el criterio de convergencia más restrictivo y combinarlo con las discretizaciones de segundo orden parece mostrar una solución más precisa. En este caso, se puede apreciar de manera clara que las diferencias entre las dos simulaciones mostradas en la Ilustración 34 son evidentes, no sólo en los valores de cada parámetro, sino también en la forma de las propias curvas. El parámetro Cl, por ejemplo, en la gráfica izquierda, se mantiene proporcional a la amplitud de vibración hasta un valor cercano al 18% y luego parece que esta proporción se pierde y arranca una tendencia que parece que terminará siendo un tramo casi horizontal. En cambio, en el gráfico de la derecha, si bien sí que mantiene la proporción hasta valores aproximados del 18%, muestra un comportamiento muy distinto tras este punto, donde claramente la curva se aplana y luego comienza a decrecer. Más pronunciado es, si cabe, el cambio que sufre la curva del desfase (verde). En la parte izquierda, hay una caída que parece prácticamente lineal hasta una amplitud del 19% seguida de un tramo donde parece que el desfase se estanca y luego comienza a crecer de manera suave. Por otro lado, en la de la derecha, hay un pequeño cambio de pendiente cuando se llega al 16% de amplitud, haciendo que el desfase crezca aún más rápido, para luego dar un cambio brusco en el entorno del 23% y empezar a crecer. Resulta interesante destacar que el principal cambio en la segunda gráfica, tanto para Cl como para el desfase, se produce, más o menos, para la misma amplitud (16%-18%). La razón de esto parece radicar en la amplitud en sí misma, puesto que los valores que está tomando, comienzan ya a ser importantes y esto puede requerir de una mayor precisión de simulación.

3.6.4 Influencia de la calidad de la malla.

Para sacar conclusiones sobre este punto, es necesario realizar las comparaciones con los modelos antiguos realizados por de Pedro *et al.* [82]. En ellos, el número de celdas totales para este mismo dominio era del orden de las $2,4 \cdot 10^5$, mientras que en el modelo actual se superan las $4 \cdot 10^5$. Esta mayor densidad de mallado repercute, en cierto modo, en la duración de las simulaciones, pero también es cierto que va a permitir obtener una mejor resolución en el análisis de los mapas de fluctuaciones. Del mismo modo, los nuevos parámetros de remallado evitan la deformación de las celdas, por lo que no se está perdiendo la información.

La antigua capa límite (Ilustración 35) estaba formada por 10 capas con un espesor inicial de 0,028 mm y final de 0,107 mm, con una relación de celdas/diámetro de 63,6. El modelo actual cuenta también con 10 capas, con un espesor inicial de 0,01 y un factor de crecimiento de 1,2. En total, se tiene una relación de celdas/diámetro ligeramente inferior, en el entorno de 57,3. Esta menor cantidad de celdas alrededor del tubo (10% inferior) no parece tener una repercusión importante en los resultados.

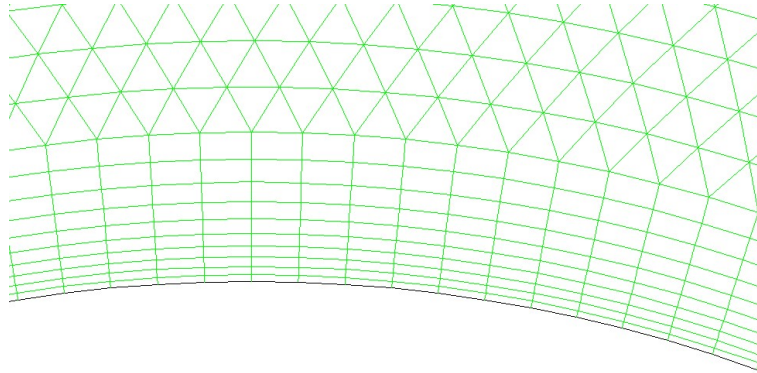


Ilustración 35 Antiguo diseño de la capa límite por de Pedro et al. (2016)

Si se comparan los resultados obtenidos con el mallado antiguo (Ilustración 36) con el nuevo (Ilustración 34 derecha), las diferencias son notables. Si bien la variación de Cl con la amplitud parece ser similar, con un crecimiento hasta un máximo y luego un descenso, los valores mostrados son muchísimo más bajos (el caso simulado es el mismo). Aquí el máximo estaría en 0,36 para una amplitud del 18% mientras que en la Ilustración 34 derecha, el máximo es de 0,5 (se da también en esa amplitud). Del mismo modo, el salto brusco que aquí se aprecia con la amplitud del 16% parece no ser del todo coherente con los resultados que se están viendo en las simulaciones actuales, donde las variaciones presentan una continuidad más suave.

En cuanto a la fase, los resultados son muy dispares. En la Ilustración 36 empiezan con un valor constante de -32° que se mantiene hasta amplitudes del 6-7% y luego empieza a decaer. Muestra después un cambio brusco en el 16-17% donde parece que va a empezar a ascender, pero luego continúa la tendencia descendente que alcanza -64% cuando la amplitud es del 22%. En cambio, la tendencia vista en todos los casos actuales es muy diferente, ya que la fase comienza siempre descendiendo hasta un mínimo, pero tiene su origen en un valor menor (-25° en la Ilustración 34). Este decaimiento continúa hasta un mínimo de -55° en el 22%. Es decir, es mucho más uniforme y con una amplitud (diferencia entre inicial y final), menor.

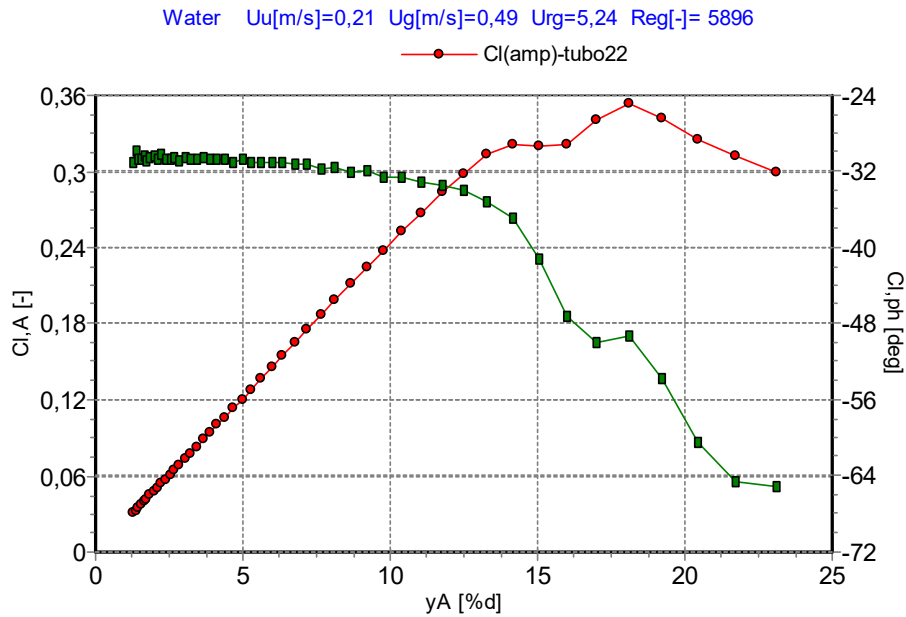


Ilustración 36 Amplitud de Cl (rojo) y desfase (verde) frente a amplitud de vibración con paso temporal 0,00025 y crecimiento de amplitud exponencial según de Pedro *et al* (2016).

3.6.5 Parámetros finales de la simulación.

Por tanto, tras haber analizado las variables que se creen más influyentes y cómo estas modifican (o no), los resultados obtenidos, los parámetros finales de la simulación se reflejan en la Tabla 5.

Tabla 5 Parámetros finales de simulación

Velocidad de entrada	Variable
Paso temporal	0,000125 s
Criterio de convergencia	10^{-7}
Frecuencia de vibración	7,8125 Hz
Variación de Amplitud	1% cada 10 oscilaciones
Discretizaciones	2º orden

Por tanto, atendiendo a estos nuevos parámetros, la simulación requerirá de 1.024 pasos temporales por oscilación en lugar de los 512 que se tenían inicialmente. Además de eso, como el ritmo de crecimiento ahora resulta ser la mitad que el anterior, se tiene que, para alcanzar la amplitud del 30%, van a ser necesarias 340 oscilaciones y un total de 317.440 pasos temporales. Esto no quiere decir que todas las simulaciones vayan a alcanzar este valor de amplitud, pero sí que será la configuración con la que van a arrancarse. Se realizarán autoguardados de manera periódica para evitar la pérdida de excesiva información en caso de que aparezca algún problema.

Capítulo IV

4. Visualización del Flujo no Estacionario.

En el presente capítulo se realizará un análisis en profundidad de la simulación en estado no estacionario. Se explica cómo, con la ayuda de una macro en Fluent, se recaba información de diversos parámetros de interés que luego serán post procesados y usados para generar imágenes que ayuden a entender qué es lo que está ocurriendo en el fluido. Se analizarán mapas y gráficas de las distribuciones de presión y velocidad, así como sus respectivos retrasos con respecto a la posición del tubo, que servirán para justificar la validez del modelo mediante la comparación con resultados experimentales obtenidos por otros autores. En última instancia, las observaciones y deducciones realizadas, servirán para plantear una serie de hipótesis sobre la transferencia de caudales entre los canales de flujo principales que terminarán siendo probadas como ciertas.

4.1. Generación de la macro – obtención de los datos.

Tal y como se comentó en el Capítulo III, se dispone de un caso base sobre el que lanzar distintas simulaciones con distintas velocidades de entrada del flujo. En todos los casos, el tubo denominado TV se hace vibrar de manera forzada mediante una UDF que simula un movimiento armónico simple de amplitud variable y frecuencia 7,8125 Hz (constante). Esta amplitud varía linealmente con el tiempo a razón de un aumento del 1% cada 10 oscilaciones del tubo completas. Se programa cada caso para llegar

a una amplitud del 30%, lo que equivale a simular 317.440 pasos temporales de 0,000125 segundos cada uno.

Para poder visualizar los flujos y analizar con algo de detalle lo que ocurre en cada uno de los casos, se programa una macro con el Fluent para que recoja una serie de datos que luego serán post-procesados y visualizados mediante una interfaz hecha ex profeso para este fin. Los datos se recogerán durante una oscilación completa del tubo para varias amplitudes y, si bien es cierto que lo ideal sería que esta amplitud fuese constante durante todo el tiempo que dure la recogida de datos, también lo es que la variación de esta es lo suficientemente pequeña como para que no haya diferencias significativas con respecto a la amplitud inicial y la final.

Desde el menú “solución” – “ejecutar comandos”, es posible configurar este proceso pulsando el botón de “definir macro”. Al asignar un nombre y pulsar Ok, la ventana emergente se cierra y se puede empezar la configuración. A continuación, en el menú “archivo” – “exportar”, aparece la ventana que se muestra en la Ilustración 37, en donde se escogerá el tipo de datos que se quieren recabar, de qué superficies se recogerán y en qué formato se guardarán. En este caso, se requieren datos de presión estática y velocidades (x,y) de las superficies que constituyen el agua de la zona central (ABCD, Ilustración 21). El formato de archivo será ASCII y los distintos datos estarán separados por comas y sacados de los nodos (vértices del mallado). Pulsando “escribir”, nos permite dar un nombre al conjunto de datos y escoger la carpeta en la que estos serán guardados. Si se añade “%t” al final del nombre, el archivo que genera, llevará como coletilla el paso temporal, de modo que luego resultará más sencillo determinar a qué amplitud de oscilación corresponde cada uno de los archivos.

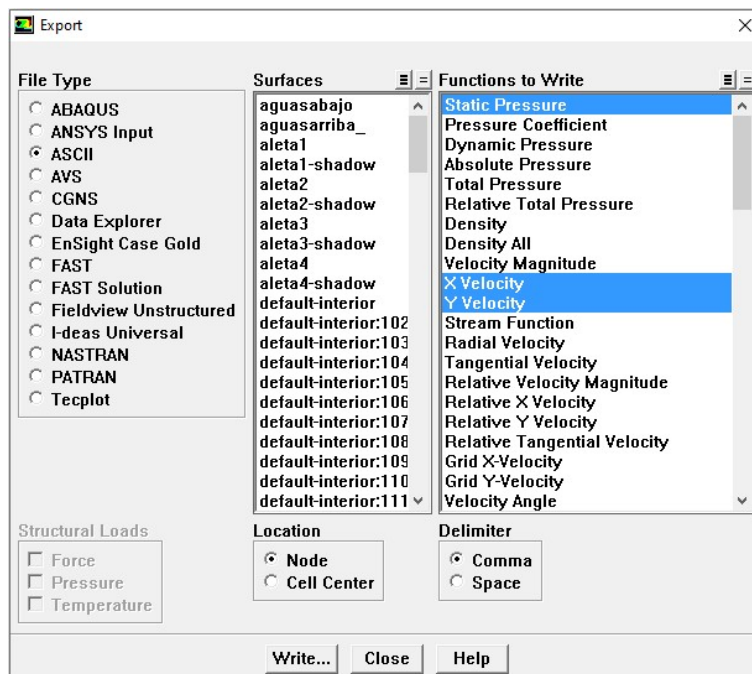


Ilustración 37 Ventana de exportar datos.

Al pulsar sobre “cerrar” se vuelve a la interfaz de Fluent en la que debería continuar abierta la ventana de definición de macro de “ejecutar comandos”. Presionando el botón de “terminar macro” pondrá fin a este proceso. Desde esa misma ventana es posible, ahora, activar estas operaciones que acabamos de crear

(Ilustración 38). Como únicamente tenemos una macro hecha, en la casilla de “comandos definidos” se debe escoger 1. Se marcará la casilla de “encendido” en la primera fila y se especificará, en “comando”, el nombre del macro que se va a ejecutar y cada cuántas iteraciones o pasos temporales. Si, por ejemplo, se establece la ejecución cada 8 pasos temporales, el Fluent generará un total de 128 archivos por oscilación con la configuración actual.

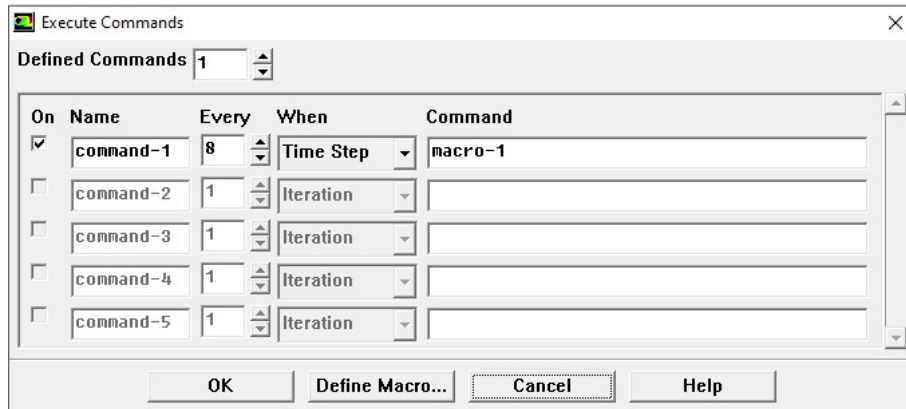


Ilustración 38 Activación del macro.

Es decir, mediante esta macro, se recogerán datos de cada uno de los nodos del mallado interior relativos a la presión estática y a las componentes x e y de la velocidad. Los archivos pueden abrirse con el bloc de notas y tienen la forma que se muestra en la Ilustración 39. Se puede apreciar cómo la primera columna es una asignación numérica del nodo, seguida de sus coordenadas x, y; la cuarta columna es el valor de la presión y las dos últimas, las componentes x e y de la velocidad.

Archivo	Edición	Formato	Ver	Ayuda	
cellnumber	x-coordinate	y-coordinate	pressure	x-velocity	y-velocity
1	5.652000383E-002	6.546064280E-003	-9.073198813E+001	3.994462304E-001	4.566554387E-002
2	5.652000383E-002	6.445742678E-003	-9.234665065E+001	3.648844728E-001	3.694421521E-002
3	5.652000383E-002	6.359466817E-003	-9.371170576E+001	3.283383985E-001	2.870537496E-002
4	5.652000383E-002	6.285268813E-003	-9.484309406E+001	2.905293907E-001	2.130733728E-002
5	5.652000383E-002	6.221458782E-003	-9.576841031E+001	2.524034362E-001	1.494926911E-002
6	5.652000383E-002	6.166582461E-003	-9.650777504E+001	2.147359582E-001	9.743165983E-003
7	5.652000383E-002	6.119388621E-003	-9.707431618E+001	1.779451623E-001	5.614846920E-003
8	5.652000383E-002	6.078802049E-003	-9.751848186E+001	1.420370508E-001	2.601174588E-003
9	5.652000383E-002	6.043897476E-003	-9.791219749E+001	1.065912714E-001	3.262324460E-004
10	5.652000383E-002	6.013879552E-003	-9.835500435E+001	7.108650938E-002	1.778028692E-004
11	5.652000383E-002	-6.013879552E-003	-9.924667249E+001	7.736520189E-002	-1.659649097E-004
12	5.652000383E-002	-6.043897476E-003	-9.876702525E+001	1.151024007E-001	-3.030203729E-004
13	5.652000383E-002	-6.078802049E-003	-9.834203238E+001	1.526749652E-001	-2.683917925E-003
14	5.652000383E-002	-6.119388621E-003	-9.786483219E+001	1.906849476E-001	-5.825004863E-003
15	5.652000383E-002	-6.166582461E-003	-9.725719535E+001	2.295765424E-001	-1.011647595E-002
16	5.652000383E-002	-6.221459247E-003	-9.646398898E+001	2.693064050E-001	-1.550800226E-002
17	5.652000383E-002	-6.285268813E-003	-9.547137142E+001	3.093659016E-001	-2.205716503E-002
18	5.652000383E-002	-6.359466352E-003	-9.425496021E+001	3.488486644E-001	-2.963581973E-002

Ilustración 39 Ejemplo de archivo generado por la macro.

Obviamente, no es posible ejecutar esta macro en las simulaciones sin interrumpirlas, salvo que se quieran recabar los datos de todo el proceso, que no es el caso. Esto, además, generaría una cantidad de información innecesaria y ralentizaría mucho el funcionamiento de Fluent. Por tanto, lo que se hace es aprovechar que se guardan datos de la simulación (archivos formato *.cas y *.dat) de manera periódica, por lo que únicamente se necesita tomar el conjunto de archivos correspondiente y simular un ciclo con la macro en un ordenador a parte

4.2. Post-procesado.

Ejecutadas las macros, se realiza un procesado FFT de las series temporales obtenidas con un programa específico desarrollado para tal efecto que únicamente necesita conocer la ubicación de estos archivos para funcionar.

Este programa permite introducir los datos básicos de la simulación (tipo de configuración, diámetro de los tubos, relación p/d, coordenadas del tubo que vibra...) y crea, en el dominio deseado, un mallado de nodos uniforme que, además, puede modificarse cambiando el número de estos en una casilla (Ilustración 40).

1) AJUSTES PREVIOS

Configuración:
 Triang.normal d [mm]= 12
 Triang.paralela p/d [-]= 1.57

Aire Agua Uu[m/s]= 0.21

Nº total de filas del array= 7

Posición del Tubo Vibrante TV:
x [m]= 0.0 Fila= 4
y [m]= 0.0

MALLA y asignación de valores:
Nº de nodos en horizontal = 300

Modo de ponderación espacial:
 Llano Cono
 Paraguas Tobogán

Factor de ponderación kp a una distancia d=ds/2 del nodo = 0.25

Ilustración 40 Menú de ajustes previos del programa de procesado de datos

Estos nodos no coinciden (Ilustración 41), como norma general, con las coordenadas x,y que Fluent ha guardado en los archivos, por lo que la asignación de valores a cada uno de ellos, se hace ponderando los valores de cada variable en los puntos x,y que le rodean. Por tanto, cuando mayor sea el número de nodos que se establezcan y mayor el número de celdas en la simulación, más detalle tendrán los resultados obtenidos.

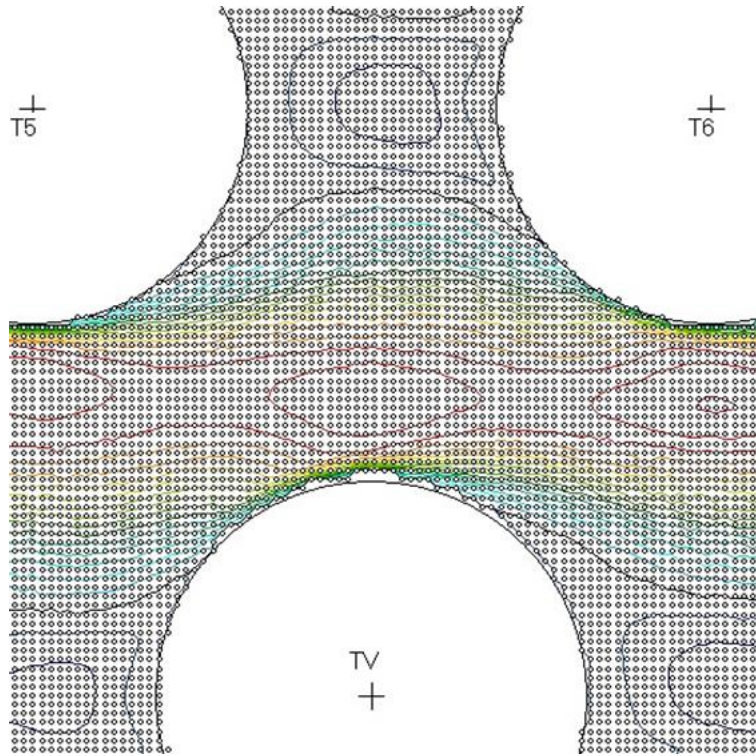


Ilustración 41 Visualización de los nodos generados por el programa con las curvas de los contornos de velocidad constante superpuestas.

Por otra parte, se ha de tener en cuenta que el mallado sobre el que se están recogiendo estos datos, es un mallado que, en la zona del tubo central, es flexible. Esto quiere decir que hay celdas que aparecen y desaparecen, mientras que otras, sufren ligeras deformaciones. Donde en un instante se tiene una celda, en el instante siguiente, se tiene la misma, pero algo más grande y, en el siguiente, se tienen dos algo más pequeñas. Puesto que las coordenadas x,y son los vértices del mallado, esto quiere decir el conjunto de datos recogidos en un instante de la oscilación no tendrá las mismas coordenadas (ni el mismo número), que los recogidos en el instante siguiente. El programa tiene en cuenta estos detalles también a la hora de analizar los datos.

Las zonas grises que pueden apreciarse en la Ilustración 42, por ejemplo, se corresponden con el recorrido del tubo y la razón por la que aparecen es porque en esos puntos, no se tiene toda la información del ciclo completo. Como se comentó antes, en la zona del tubo que vibra hay muchas celdas que aparecen y desaparecen. Cuando esto ocurre debido a la posición del tubo, el programa no tiene manera de interpolar los valores y crea ese espacio en blanco.

Es decir, a modo de resumen el programa realiza, en cada nodo, cálculos mediante FFT para determinar las amplitudes y fases de la velocidad, vorticidad y presión a la frecuencia de vibración (y armónicos), así como sus valores medios. Este proceso se aplica para distintas velocidades y distintas amplitudes de vibración. Esto va a permitir obtener mapas de distintos parámetros que servirán para analizar lo que ocurre alrededor de los tubos. De este modo se pueden obtener, por ejemplo, mapas de velocidad (Ilustración 42), de presión (Ilustración 43) o de vorticidad (Ilustración 44). Los resultados se verán en detalle en el apartado siguiente.

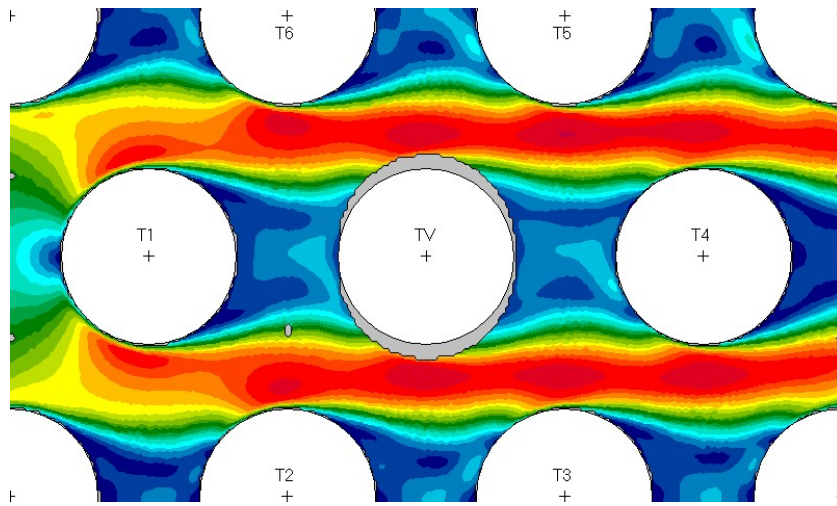


Ilustración 42 Mapa de velocidades para $U_u = 0,21$ m/s y amplitud 5% d

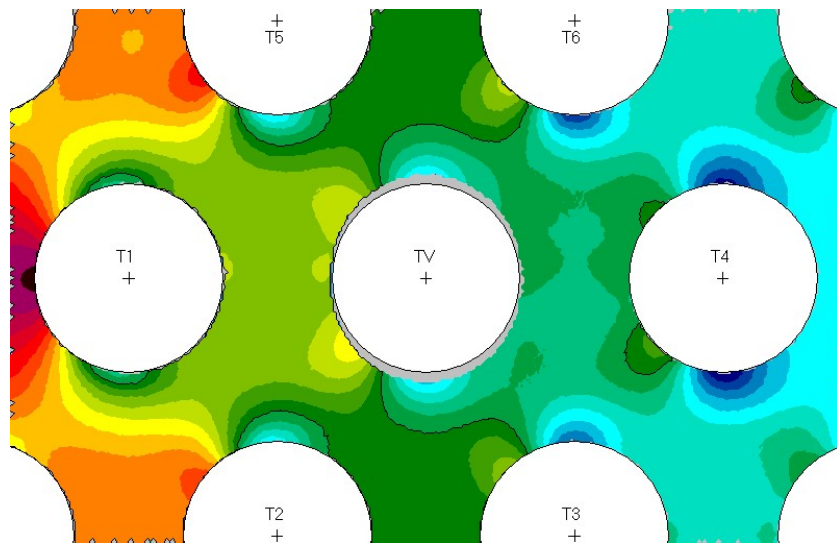


Ilustración 43 Mapa de distribución de presiones para $U_u = 0,21$ m/s y amplitud 5% d

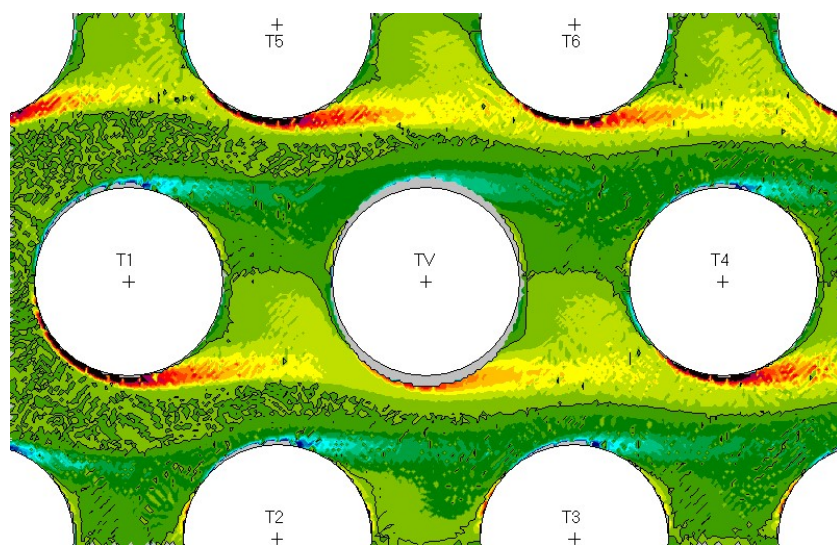


Ilustración 44 Mapa de vorticidad para $U_u = 0,21$ m/s y amplitud 5% d

4.3. Patrones de flujos promedio

Se analizarán a continuación los flujos promedio de velocidades y presiones para una serie de simulaciones con el objetivo de demostrar, entre otras cosas, que apenas existen variaciones en los patrones obtenidos:

La Ilustración 45 muestra la distribución del campo de velocidades para dos amplitudes de vibración de 5% y 28% respectivamente y una velocidad de entrada de 0,21 m/s. Si se compara con la Ilustración 16, se verá cómo la aproximación de Lever y Weaver, de los canales de corriente resulta acertada. También es reseñable la simetría con respecto a un eje que pase por el centro de TV en la dirección del flujo. Sin embargo, los puntos en los que estos canales se pegan y despegan de los tubos no parecen presentar esa simetría que sí se asume en el modelo que nos sirve de referencia. Es más, es apreciable a simple vista cómo el punto en el que impacta el canal de corriente con, por ejemplo, T5 (zona amarilla-verde de la estela), forma un ángulo con la perpendicular al flujo desde el centro del tubo (35°), que es bastante mayor que el que se forma con el punto en el que se despega (10°). Estos valores, pese a todo, son bastante acordes a los obtenidos por Yetisir y Weaver ($\beta_1 = 40^\circ$ y $\beta_2 = 10^\circ$) [47]

Por otra parte, el comportamiento que se muestra responde también al esperado, con las zonas de mayor velocidad discurriendo entre los tubos y puntos donde prácticamente la velocidad del fluido es muy cercana a 0, como las zonas de estelas de los tubos fijos o la parte más expuesta al flujo del primero de ellos (estancamientos). Por lo demás, la comparación entre ellas apenas ofrece diferencias y casi parece que se trate de una misma distribución de velocidades en donde el tubo cada vez vibra con una amplitud mayor. Sin embargo, mirado en detalle, pueden apreciarse muy ligeras variaciones en las zonas entre los tubos T1-TV y TV-T4 debidos a la cada vez mayor velocidad de TV al vibrar, lo que inducirá un movimiento de las masas de agua que se podrá apreciar cuando se analicen las fluctuaciones de velocidad.

Los patrones de presión, por otra parte, presentan un mayor interés, pues las presiones sobre el tubo son las desencadenantes de las fuerzas sobre los mismos (ecuación (64)).

La Ilustración 46 muestra el valor medio de la presión para una velocidad aguas arriba de 0,21 m/s y una amplitud de vibración del 5% del diámetro del tubo en la parte superior y del 28% en la inferior. Se aprecia una caída progresiva de esta a medida que el flujo se interna en el haz, así como una simetría en la distribución prácticamente perfecta con respecto a un eje que discurra en la dirección del flujo. Del mismo modo, parece que la presión tiende a caer localmente en la parte superior e inferior de cada tubo en los puntos donde se produce la separación del flujo principal y aumentar en donde este flujo se adhiere (Ilustración 45). Por otra parte, en las regiones de estela la presión es bastante uniforme hasta acercarse a los puntos de estancamiento del siguiente tubo. Esto es así porque la presión en estas zonas está determinada, principalmente, por la presión en las corrientes principales. Al igual que antes, apenas se aprecian diferencias en cuanto a la distribución.

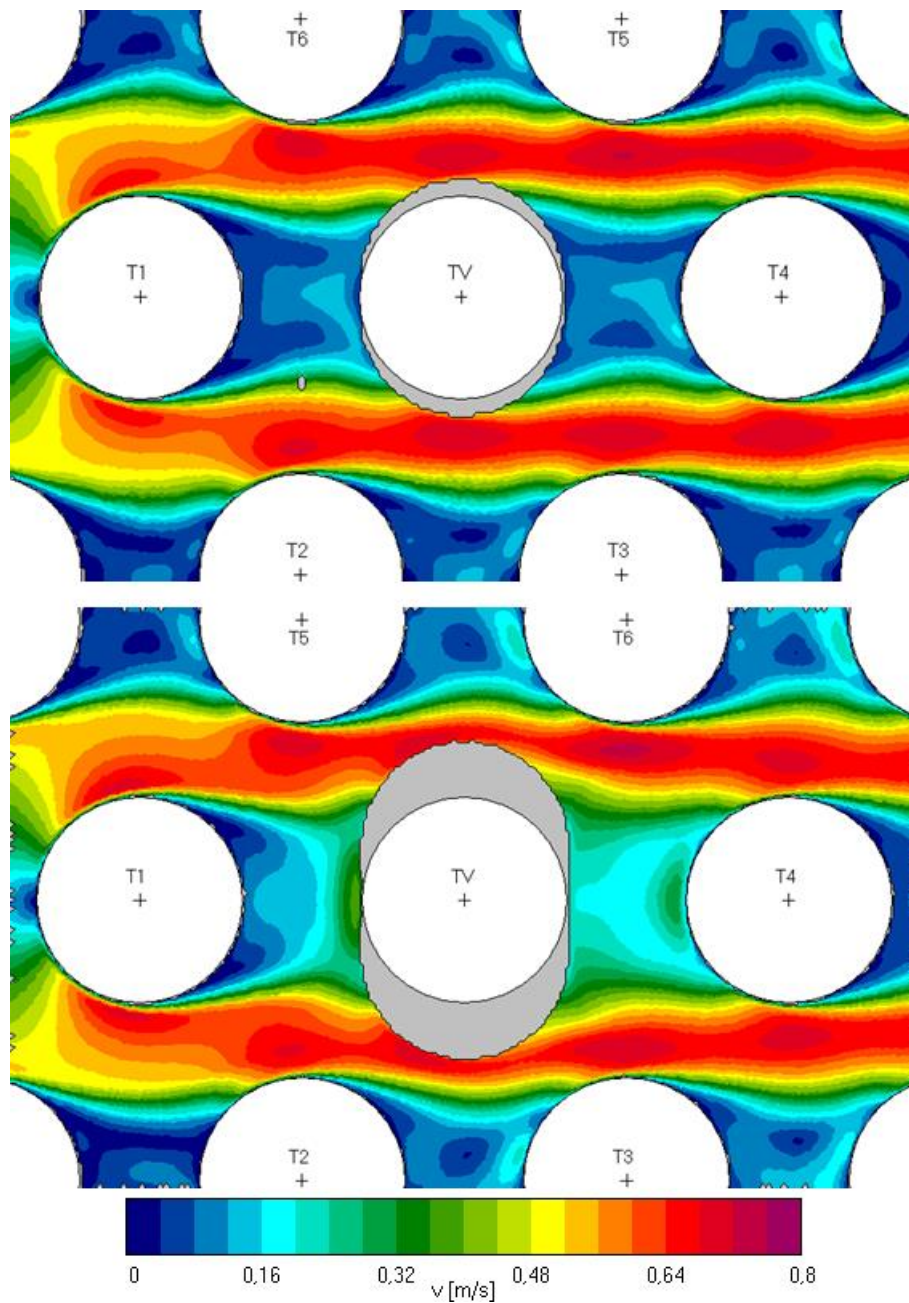


Ilustración 45 Patrón de velocidades promedio para $U_0=0,21$ m/s. Arriba vibración $5\% \cdot d$. Abajo: vibración $28\% \cdot d$

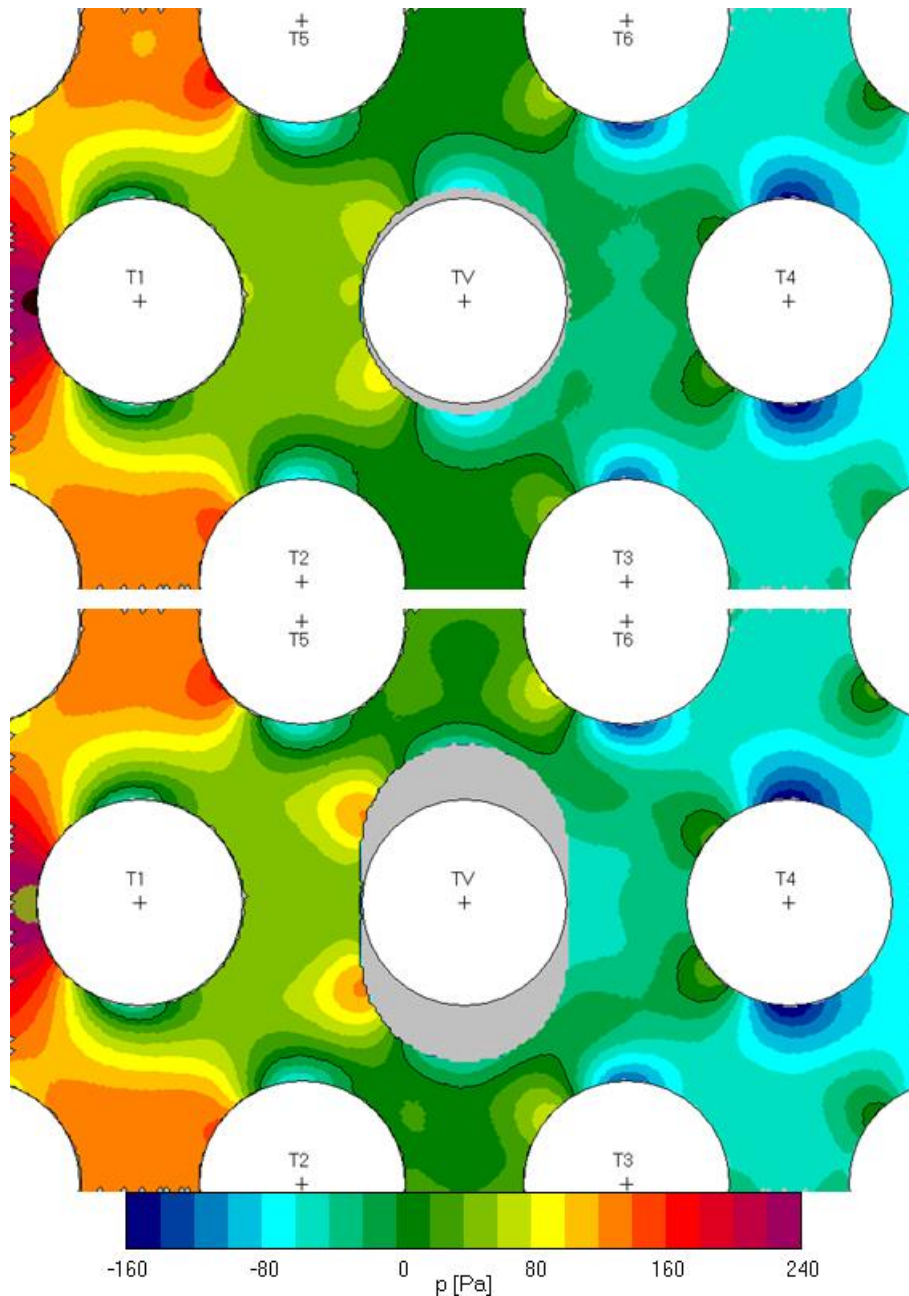


Ilustración 46 Patrón promedio de presiones para $U_U = 0,21$ m/s. Arriba: vibración $5\% \cdot d$; Abajo, vibración $28\% \cdot d$

4.4. Fluctuaciones de velocidad.

Puesto que los datos que se recogían incluían las componentes x,y de la velocidad, es posible también dibujar la variación de la velocidad instantánea en varios momentos de la oscilación. Así, en la Ilustración 47 e Ilustración 48 se observa cómo fluctúa la velocidad para dos casos en los que el parámetro que se varía es la velocidad ($0,03$ m/s en el primer caso y $0,21$ m/s en el segundo), mientras que la amplitud de vibración permanece en el $0,8\%$ del diámetro. Para que las figuras puedan verse mejor, se ha representado únicamente un vector de cada sesenta y cuatro.

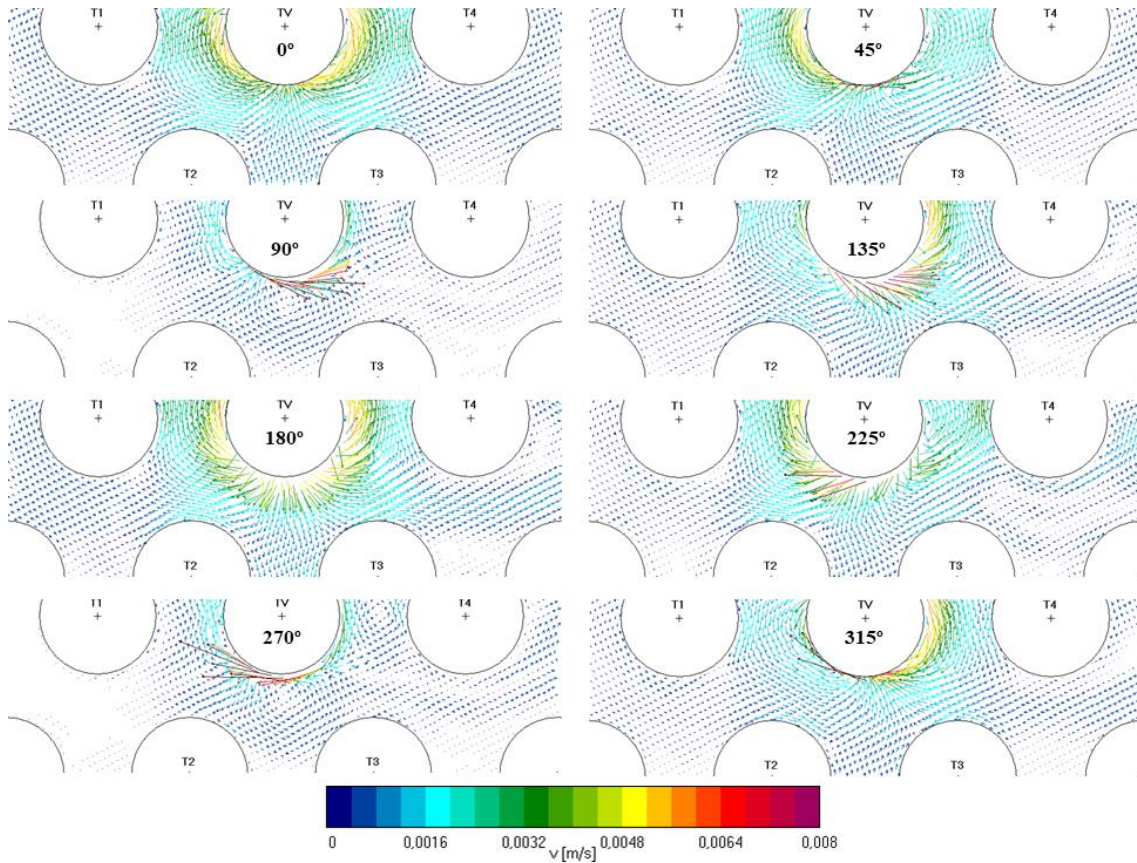


Ilustración 47 Fluctuación instantánea de la velocidad para ocho posiciones del tubo TV durante una oscilación ($U_0 = 0,03$ m/s; Amplitud = $0,8\% \cdot d$)

Cuando la velocidad del flujo es pequeña (Ilustración 47) la redistribución del flujo alrededor del tubo se produce básicamente por el movimiento de este, que literalmente desplaza el fluido mientras vibra. Cuando se encuentra en la posición inicial (velocidad máxima, 0°), el movimiento es ascendente, por lo que generará un efecto de succión que es el que produce esos vectores de velocidad que lo envuelven de arriba hacia abajo. Ocurre justo lo contrario cuando regresa por la zona central (velocidad máxima, 180°) en sentido descendente: el tubo está empujando al agua y, por tanto, los vectores de velocidad apuntan hacia afuera (y hacia arriba por los laterales). Los otros dos instantes (90° y 270°), representan los puntos de máxima amplitud (velocidad nula). Con los 90° se aprecia, aunque de manera un tanto sutil por la calidad de la imagen, la formación de pequeños vórtices dextrógiros en la parte inferior y entre TV-T4 y T1-TV (estos últimos apenas se aprecia) y que se forman, en esencia, por el movimiento del tubo. Así, en la posición equivalente a 270° se tienen estos mismos pequeños vórtices, pero en sentido contrario.

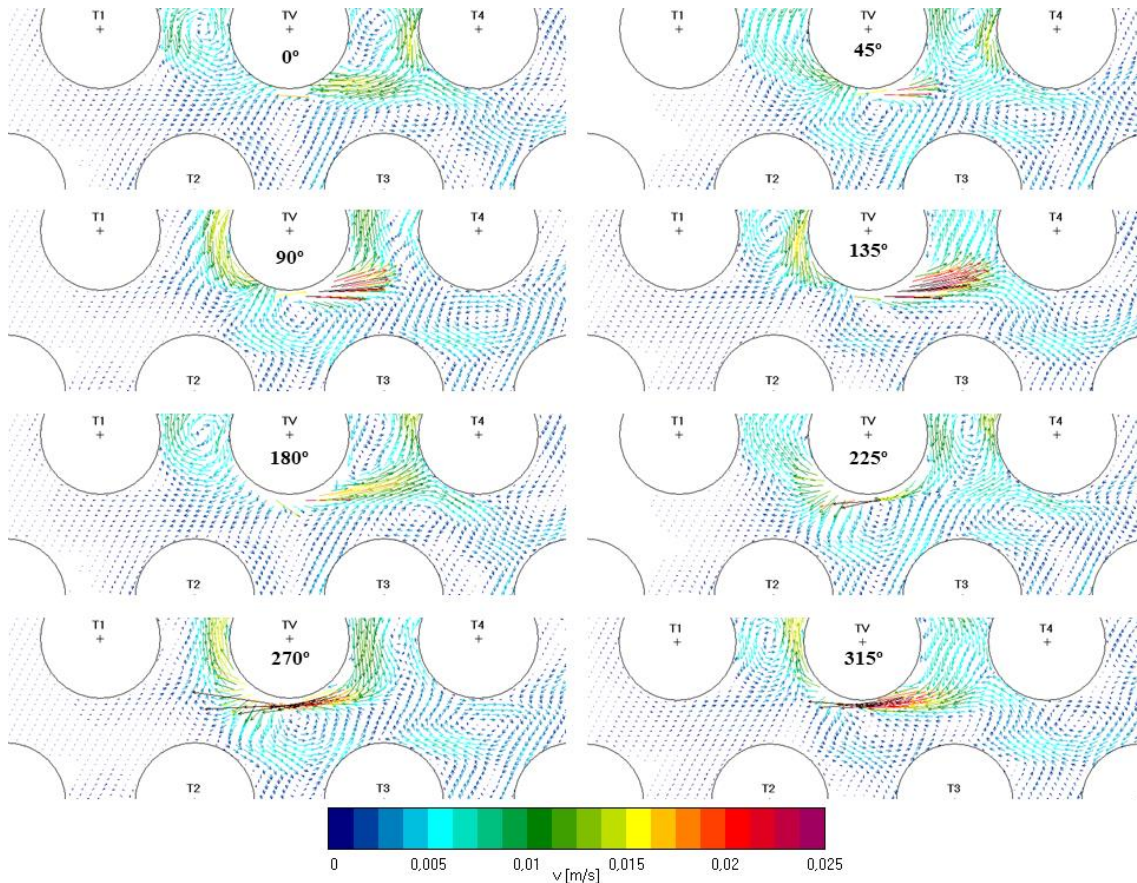


Ilustración 48 Fluctuación instantánea de la velocidad para cuatro posiciones del tubo TV durante una oscilación ($U_U = 0,21$ m/s; Amplitud = $0,8\%$ ·d)

Mucho más interesante es la situación cuando se aumenta la velocidad del flujo (Ilustración 48) ya que ahora, esta tiene una importante aportación al resultado final. El movimiento del tubo, al igual que antes, induce vórtices en las regiones de estela T1-TV y TV-T4 que van alternando el sentido de rotación en función de su movimiento. Así, cuando el tubo pasa por la posición de equilibrio (0°) en sentido ascendente a su máxima velocidad, estos vórtices alcanzan también su intensidad máxima. En este caso, el vórtice de T1-TV es levógiro y el de TV-T4, es dextrógiro. Al bajar, ocurre lo mismo, pero invirtiéndose el sentido de giro. Al igual que antes, estos son fruto de la vibración del tubo que desplaza las masas de agua en su movimiento, sin embargo, aquí son más evidentes si se compara con la Ilustración 47.

Es posible apreciar también cómo se genera otro vórtice en la parte inferior del tubo en la zona de los canales de corriente (se genera también otro por la parte superior). Estos, alcanzan su máxima intensidad cuando el tubo está los puntos de máximo desplazamiento (90° y 270°) y están relacionados con las fluctuaciones periódicas de la sección de los canales y los correspondientes cambios en la resistencia hidráulica. Por ejemplo, cuando el tubo está en la posición inferior (270°), la sección del canal de corriente es mínima. Esto hace que parte del flujo que está atravesando la sección T1-T2 se redistribuya a través de T4-TV porque el espacio entre T2-TV ofrece ahora una mayor resistencia. Siguiendo un razonamiento similar, parte del flujo que está en la parte superior de TV, se está redistribuyendo por TV-T4 debido a la succión que crea el movimiento. Como consecuencia de todos estos factores, la velocidad

por toda la parte inferior del tubo es negativa, es decir, va contracorriente, lo que genera un vórtice levógiro justo en esta zona. Ocurre lo contrario cuando se está a 90° .

Lo particular de estos vórtices, es que no son fijos como los que aparecen en las zonas de estela, sino que se mueven con el flujo principal. Así, por ejemplo, el vórtice que se forma cuando el tubo está a 90° , es el que se encuentra entre T3-T4 cuando pasa de nuevo por la posición central y el que está bajo T4 cuando el tubo está en su posición más baja.

Los vectores de mayor velocidad se localizan en las superficies superior e inferior del tubo. Esto se aprecia de manera mucho más clara en la Ilustración 49, que muestra las distribuciones de las fluctuaciones de la velocidad a la frecuencia de excitación. Los mayores valores de fluctuación se corresponden con la zona del flujo más cercana a la capa límite del tubo, tal y como se había estipulado en el Capítulo III cuando se describía y justificaba la creación de la corona alrededor de este. Del mismo modo, se observan cuatro zonas en la parte izquierda de TV donde la fluctuación de velocidad parece ser también importante. La superior e inferior se corresponderían con las zonas donde el flujo se adhiere a TV, mientras que las centrales están relacionadas con los flujos que recorren esa zona y los vórtices que ahí se desarrollan. Sin embargo, si algo llama la atención es que una vez que el flujo se separa del tubo, siguen apareciendo altos valores de la amplitud en la zona límite entre el flujo principal y la zona de estela. Esto podría deberse a lo que Granger y Païdoussis definieron como efecto memoria del flujo y que ocurre por la difusión y convención de finas capas de vórtices desde la superficie de TV [39].

Por otro lado, si se analizan las fases con respecto a la posición Ilustración 49 b), se aprecia que es 0° en la parte inferior y 180° en la superior, pero también se observa que la fase cambia 180° cuando seguimos los canales de corriente principales. Esto es debido a los vórtices que ahí se forman y que se describieron con la Ilustración 48. Efectivamente, cuando el tubo se encuentra en la parte superior del recorrido (90° - máxima amplitud), la fluctuación de la velocidad en la parte inferior es máxima y en la dirección del flujo principal, por lo que su módulo también será máximo y, por tanto, su desfase con respecto a la posición de TV es prácticamente nulo. Sin embargo, si uno se sitúa ahora en el otro extremo del canal (más cerca de T2-T3), la fluctuación también es relativamente alta, pero en sentido contrario al flujo, por lo que su módulo será el más pequeño y, por tanto, estaría desfasado 180° respecto a la posición de TV. En resumen, si se sigue un canal de corriente principal se observará que, aguas arriba, la fase se retrasa y es prácticamente uniforme hasta que se acerca a la zona TV-T2, donde empieza a cambiar de manera muy brusca. Una vez pasado TV, la fase va aumentando poco a poco a medida que se aleja, aunque es posible observar un cambio abrupto de fase en la zona central debido, muy probablemente, al movimiento de los vórtices descritos anteriormente. Sea como fuere, estas distribuciones de las fases implican que las perturbaciones en la velocidad se percibirán con un retraso que aumenta a medida que nos alejamos de TV, en concordancia con los resultados obtenidos por Khalifa *et al.* en [5] (Ilustración 50).

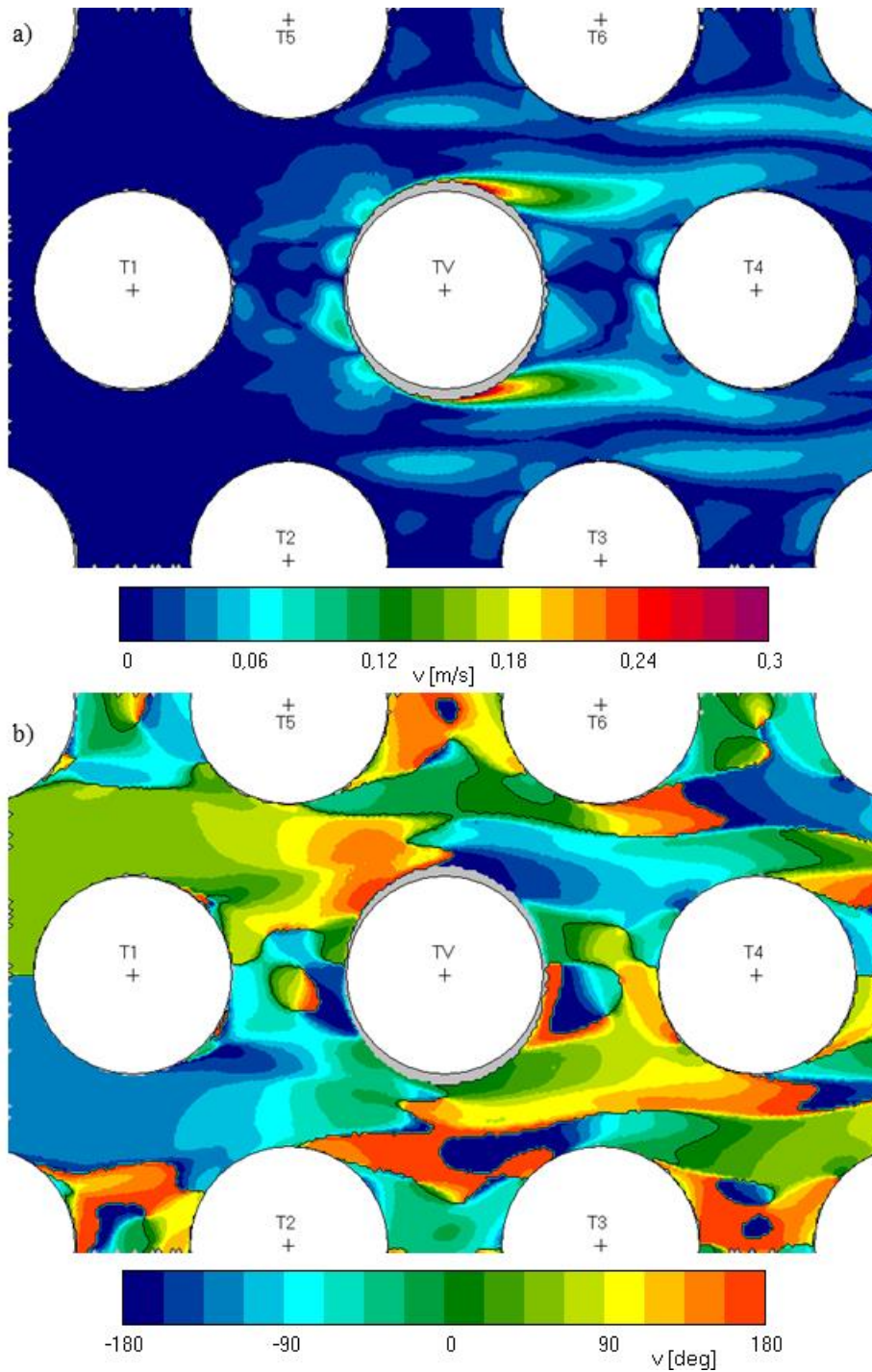


Ilustración 49 Amplitud (a) y fase (b) de las fluctuaciones de velocidad en el primer armónico. $U_U = 0,21$ m/s $A = 5\% \cdot d$

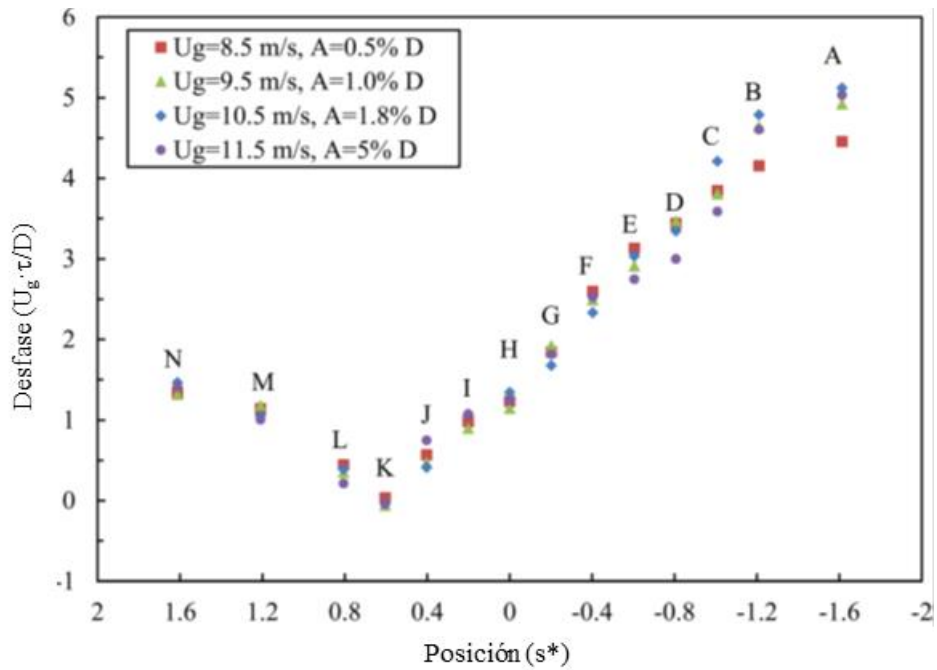


Ilustración 50 Desfase normalizado en función de la posición, frecuencia = 25 Hz El flujo va de derecha a izquierda. El desfase aumenta aguas abajo del tubo que vibra (Khalifa et al, 2013)

Por otra parte, ahora los cambios tanto en la amplitud como en la velocidad, tienen algunas repercusiones en los resultados. En la Ilustración 51 se puede observar la amplitud y la fase de las fluctuaciones de velocidad en el primer armónico cuando la velocidad es de 0,21 m/s, pero la amplitud en el 11% (algo más del doble que en el caso anterior). Es decir, se ha cambiado la amplitud únicamente. El mapa de las fases (b) es prácticamente el mismo y no se aprecian cambios evidentes, pero en las velocidades (a), aparecen ligeras variaciones. Además de tener ahora valores más altos, la zona de las estelas se hace algo más alargada, con velocidades importantes hasta casi llegar a T4. Los pequeños puntos de presión localizados en la zona delantera son también algo más grandes.

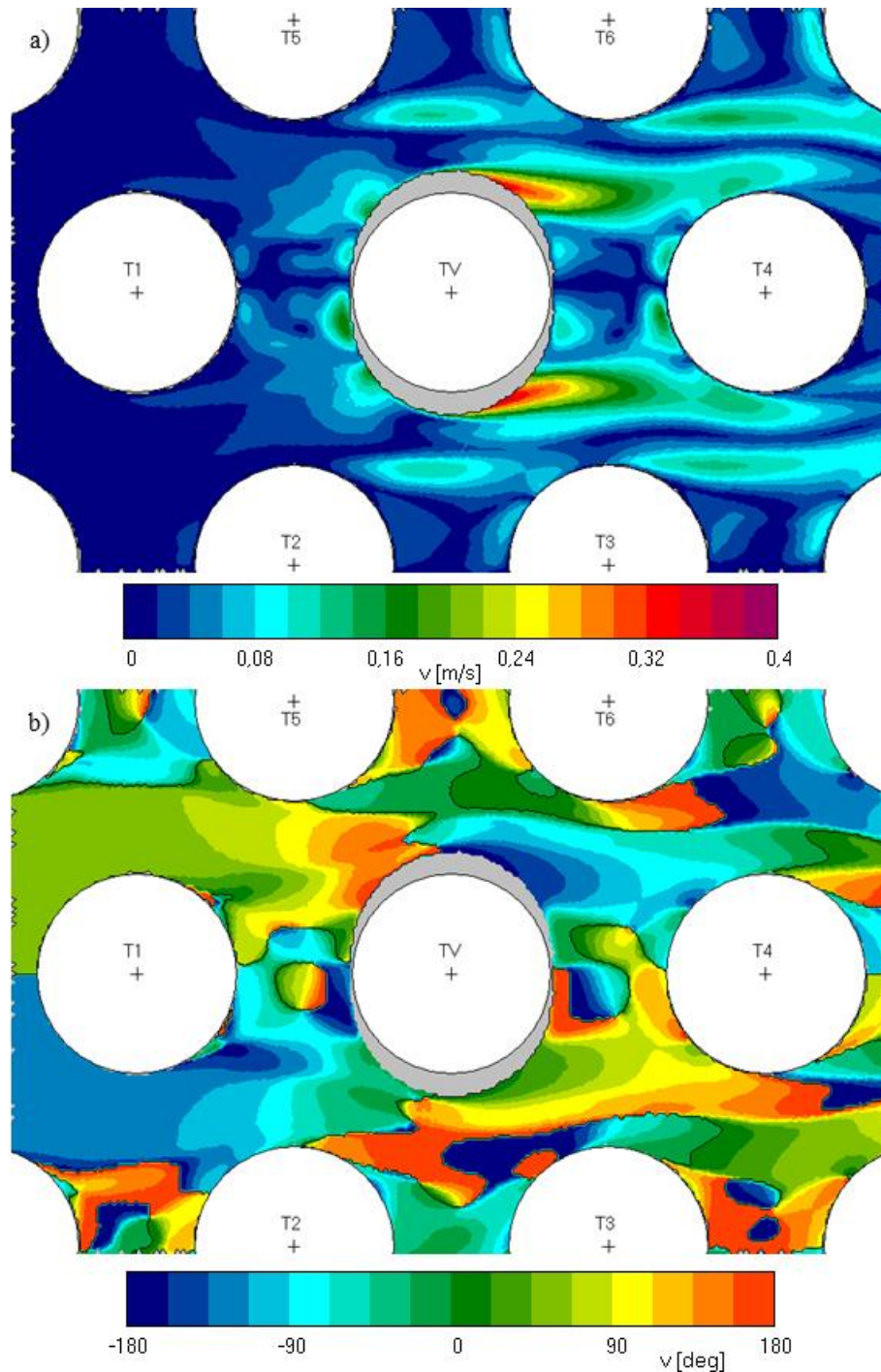


Ilustración 51 Amplitud (a) y fase (b) de las fluctuaciones de velocidad en el primer armónico. $U_0 = 0,21 \text{ m/s}$ $A = 11\% \cdot d$

Por tanto, hemos visto que, incluso para velocidades de flujo relativamente importantes, la variación de la amplitud de vibración no tiene una repercusión destacable en cuanto a las distribuciones de la velocidad, sino más bien ligeros cambios en cuanto a valores del módulo y alguna pequeña variación en los tamaños de algunas de las zonas. Lo interesante ocurre al cambiar la velocidad, que es lo que se muestra en la Ilustración 52. Si se miran las amplitudes (a), las diferencias con las dos figuras anteriores son evidentes. Las mayores variaciones en el módulo ocurren en la parte superior e inferior de TV, pero ahora no son “arrastradas” corriente abajo. Las zonas de la parte anterior se corresponderían a los puntos donde el flujo

principal se pega a TV, mientras que las dos centrales seguramente se deban a los fenómenos de vorticidad descritos anteriormente producidos por la vibración del tubo. Esto mismo es lo que ocurre en la parte posterior.

Si se analizan los desfases (b), también se aprecian diferencias más que notables. Sigue habiendo esa distribución anti simétrica, pero la situación se ve más “calmada”. El aumento en la velocidad del flujo parece distorsionar el patrón de las fases haciendo más evidentes los efectos de los vórtices a medida que esta crece.

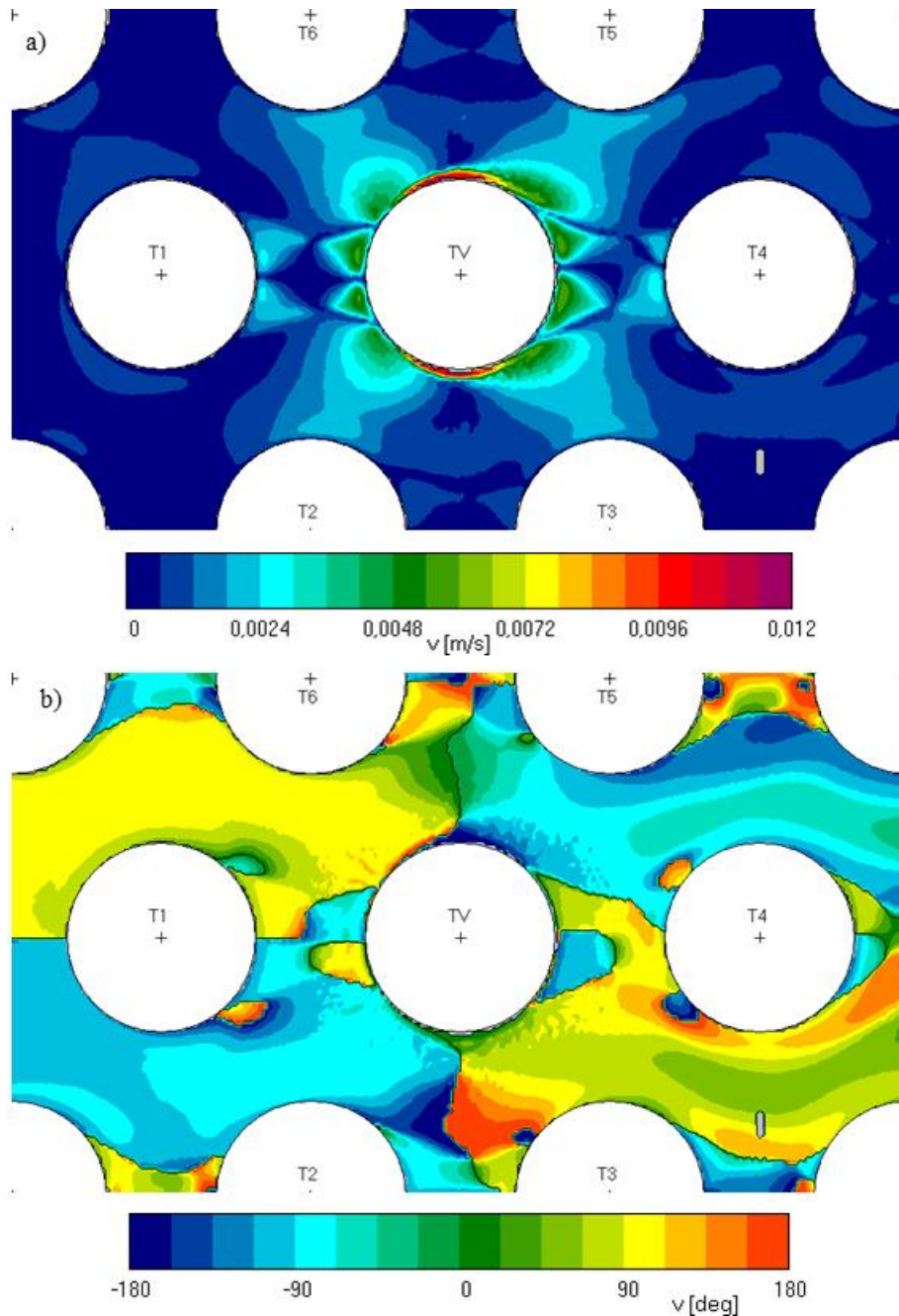


Ilustración 52 Amplitud (a) y fase (b) de las fluctuaciones de velocidad en el primer armónico. $U_0 = 0,03$ m/s $A = 0,8\% \cdot d$

4.5. Fluctuaciones de velocidad a lo largo de líneas fluidas.

El programa usado para generar los campos de flujos y fluctuaciones que se han visto hasta ahora genera, a su vez, otros archivos con los datos que usa para representarlos. Estos archivos, pueden ser leídos por otro programa que es capaz de realizar diversas representaciones gráficas de los mismos siguiendo unas líneas fluidas del flujo principal. Básicamente lo que hace es generar unas líneas fluidas de manera automática en función de un parámetro k_R que toma valores entre 0 y 1, siendo 0 la línea fluida que discurre pegada a T1-TV-T4 y 1, la que pasa por T2-T3. Los datos entonces son representados en función de coordenadas curvilíneas que han sido normalizadas de modo que toman los valores -2, -1, 0, 1 y 2 en los puntos que están frente a los centros de los tubos T1, T2, TV, T3 y T4 respectivamente.

La Ilustración 53 muestra la fase (expresada aquí como tiempo normalizado por el periodo de vibración) y la amplitud de las fluctuaciones de la velocidad (normalizada con la velocidad del tubo) para tres líneas fluidas cercanas al tubo, así como los resultados experimentales obtenidos por Khalifa et al en [5] cuando introdujo una probeta de medición en una configuración similar a la actual ($P/d = 1,54$ con aire y URG entre 6 y 8 y dejando a un tubo de la tercera fila vibrar con dos grados de libertad).

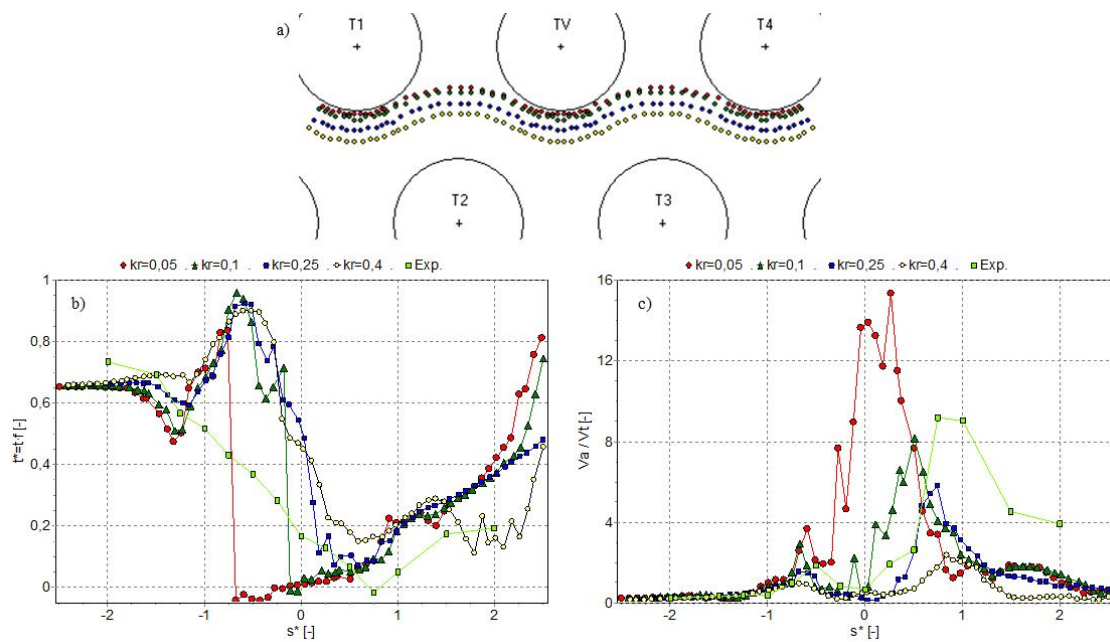


Ilustración 53 Fluctuaciones de velocidad a lo largo de tres líneas fluidas. Datos experimentales de Khalifa et al (2013). (a) Líneas fluidas. (b) Retraso temporal normalizado por el periodo de oscilación. (c) Amplitud de velocidad normalizada con la velocidad del tubo. $U_U = 0,21$ m/s y $A = 0,8\%$ ·d

Resulta importante destacar que, como se mencionó antes, lo mostrado en la Ilustración 53 es, en esencia, lo mismo que puede verse en la Ilustración 48 e Ilustración 49 y, tal y como se comentó, las mayores fluctuaciones de velocidad (Ilustración 53 (c)) tienen lugar alrededor del tubo ($k_R = 0,05$ en color rojo). Es más, habría un primer incremento en la zona donde el canal de corriente principal se adhiere a TV y otro justo al pasar por TV. A medida que nos separamos radialmente, las fluctuaciones son cada vez menores y los valores máximos se alcanzan tanto más aguas abajo, cuanto mayor es la distancia radial de la línea fluida escogida.

En cuanto al desfase (Ilustración 53 (b)), se puede repetir lo comentado con anterioridad. Siguiendo la línea de $k_R = 0,05$, aguas abajo de TV la fase es homogénea: cae prácticamente a 0° poco antes de llegar a la zona de TV y luego aumenta progresivamente a medida que se aleja. Si se cambia de línea, la posición del mínimo retraso se encuentra cada vez más aguas abajo poniendo de manifiesto, nuevamente, la propagación de la perturbación, tal y como predicen las observaciones de Khalifa *et al* [5].

También se puede analizar el efecto que tiene, por ejemplo, mantener la velocidad y aumentar la amplitud de vibración o mantener la amplitud y aumentar la velocidad, de modo que se complementa aún más el análisis realizado en el punto anterior (ver Ilustración 49, Ilustración 51 e Ilustración 52). Así, la Ilustración 54 (c) pone de manifiesto que, efectivamente, cambiando la amplitud de vibración, el patrón de las fluctuaciones de velocidad no se ve modificado (en valores absolutos sí, pero la gráfica representa valores normalizados con respecto a la velocidad del tubo). Del mismo modo, los desfases (b) tampoco muestran que haya efectos significativos.

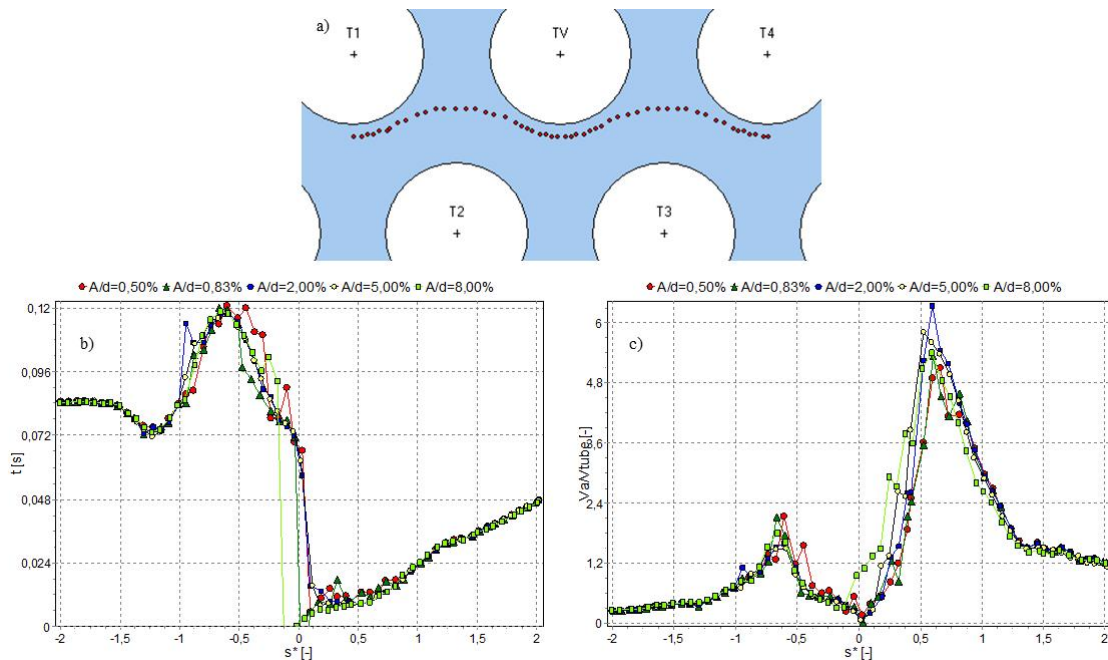


Ilustración 54 Fluctuaciones de velocidad a lo largo una línea fluida y varias amplitudes. (a) Línea fluida $k_R = 0,2$. (b) Retraso temporal normalizado por el periodo de oscilación. (c) Amplitud de velocidad normalizada con la velocidad del tubo. $U_U = 0,21$ m/s

Por último, la Ilustración 55 muestra lo que ocurre cuando se mantiene la amplitud fija (0,83% del diámetro) y se varía la velocidad. Las fluctuaciones de la amplitud (c) muestran un patrón bastante similar, mostrando que las mayores fluctuaciones están entre TV y T3, tal y como se había razonado anteriormente. En cuanto a la fase (b), de nuevo encontramos comportamientos similares. En líneas generales, aumentar la velocidad del flujo parece disminuir la pendiente de lo que ocurre aguas abajo del tubo. Esto simboliza la evolución del retraso de la señal: para un mismo desfase, este se produce más aguas abajo cuando mayor es la velocidad del flujo, es decir, mayor velocidad a la que se propaga la perturbación aguas abajo.

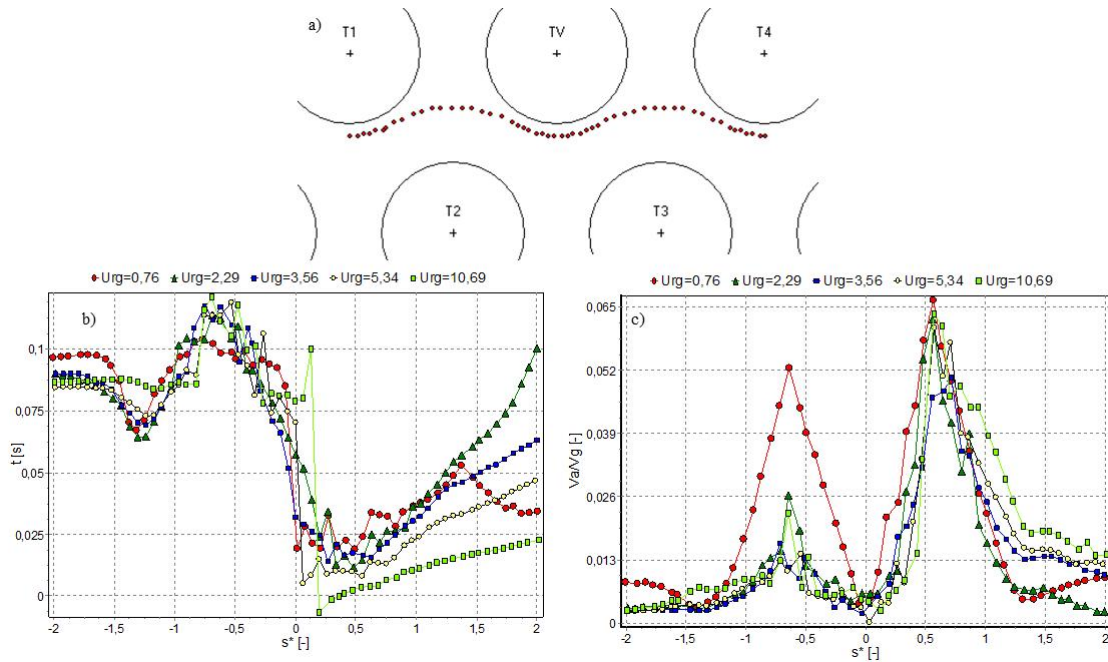


Ilustración 55 Fluctuaciones de velocidad a lo largo una línea fluida y varias velocidades. (a) Línea fluida $k_R = 0,2$. (b) Retraso temporal normalizado por el periodo de oscilación. (c) Amplitud de velocidad normalizada con la velocidad del tubo. $U_U = \text{variable}$. $A = 0,83\%$

4.6. Fluctuaciones de presión.

Cuando se habló en el presente trabajo del análisis de fuerzas que actúan sobre un tubo que vibra siguiendo un movimiento armónico simple, se planteó su ecuación general de la siguiente forma:

$$m\ddot{y} + c\dot{y} + ky = \sum \text{Fuerzas fluidas}$$

En este caso, se está asumiendo que la vibración del tubo es únicamente en la dirección transversal al flujo, por lo que esas fuerzas dinámicas tendrán únicamente componentes en esa dirección. Estas fuerzas, son consecuencia de las presiones ejercidas por el fluido sobre el tubo. Por otra parte, es posible descomponer estas fuerzas en dos componentes: una en fase con la posición del tubo y otra, con la velocidad, es decir, con un desfase entre ellas de 90° (es el desfase que hay entre la velocidad y la posición en un m.a.s). Teniendo esto en mente y volviendo a la ecuación, se sabe que la inestabilidad dinámica del tubo aparecerá cuando el amortiguamiento neto del sistema se haga negativo, es decir, cuando la suma de los términos en fase con la velocidad sea menor que cero:

$$m\ddot{y} + c\dot{y} + ky = F_y + F_{\dot{y}} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \text{inestabilidad si } C - F_{\dot{y}} < 0$$

Esto quiere decir que aquellas componentes de la fuerza que estén en fase con la velocidad del tubo tienen la capacidad de desestabilizar el sistema. Por tanto, se analizará a continuación, cómo son las fluctuaciones de la presión a lo largo del dominio en amplitud y en fase.

Si se analiza con algo más de detalle lo que ocurre en esta situación, se obtiene la Ilustración 56. En ella se representa, en la parte superior, las fluctuaciones del módulo de la presión a la frecuencia natural del tubo y, en la inferior, el desfase respecto a la posición de este. Se aprecia también que ambas figuras muestran patrones similares, incluyendo dos zonas con valores máximos de amplitud en ambos flancos del tubo y un desfase de 180° entre posiciones simétricas cuando se traza una línea por la zona central del tubo siguiendo la dirección del flujo. Esto está de acuerdo con los resultados obtenidos por Parrondo *et al.* en [82] y con los de Khalifa *et al.* [4] (Ilustración 57).

Estas zonas donde la variación de la presión es máxima podrían ser las causantes de la inestabilidad del sistema, sin embargo, cuando se analiza su desfase, se aprecia que este es de 0° o de 180° . Esto quiere decir que aquí las presiones están en fase (o en oposición de fase) con el movimiento del tubo: cuando este se encuentra en la posición de máximo desplazamiento hacia arriba (90°), la presión será máxima en la parte inferior y mínima en la superior y viceversa. Esto se debe a los vórtices que se están formando en el flujo que pueden verse en la Ilustración 48, en la segunda y cuarta imagen. Por todo esto, se concluye que las fuerzas que generan estas presiones no son desestabilizadoras.

Sin embargo, en las zonas donde el flujo se desprende del tubo, aparecen zonas de presiones que, si bien no tienen una variación importante en su módulo, su desfase con respecto a la posición de TV es de $\pm 90^\circ$, es decir, serán máximas/mínimas cuando el tubo pase por la posición central (se marca únicamente la zona del segmento inferior con círculo rojo en la Ilustración 56 b). Por ejemplo, cuando el tubo pasa por la zona central en sentido ascendente (0° - Ilustración 48), la presión será máxima en la parte inferior y mínima en la superior. En ese instante, se tiene un vórtice dextrógiro entre TV-T4 y levógiro sobre T3 que inducen una velocidad contracorriente relativamente alta en la zona del flujo principal que hace que la velocidad del flujo neta se reduzca y la presión instantánea aumente (como si fuese una zona de estancamiento [82]). Ocurre lo contrario cuando el tubo pasa por la posición de equilibrio durante el descenso (180°). Aquí, por lo tanto, la presión estaría en fase con la velocidad y, por consiguiente, la fuerza que generaría sería desestabilizadora.

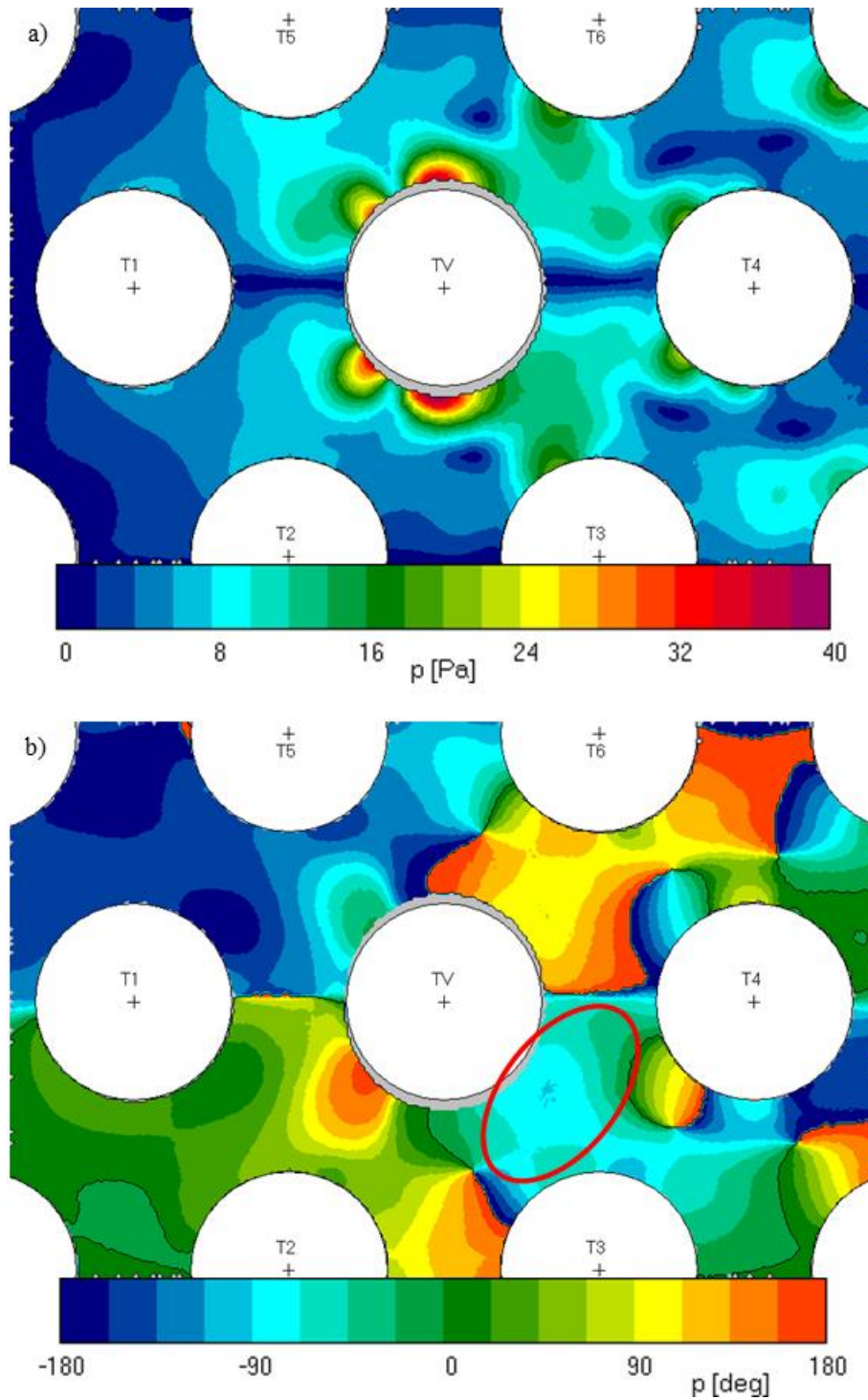


Ilustración 56 Fluctuaciones de presión a la frecuencia de vibración para $U_u = 0,21$ m/s y $A_{TV} = 5\% \cdot d$ a) módulo; b) desfase relativo al movimiento del tubo.

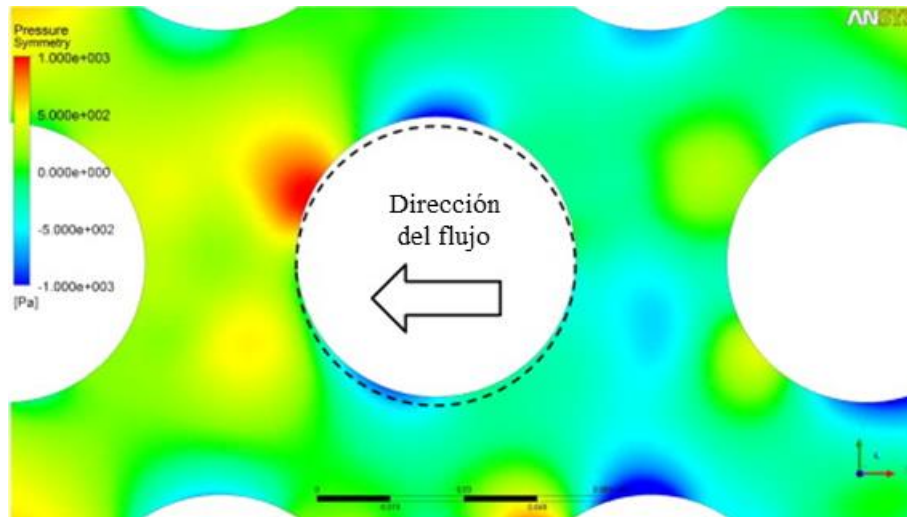


Ilustración 57 Campo instantáneo de presiones obtenido por Khalifa et al [4]. Flujo de izquierda a derecha; tubo en parte superior del desplazamiento. Los mayores valores de la presión en ese instante se producen aguas abajo (zona roja)

Para poder ver esto mismo (Ilustración 56) con algo más de detalle, se ha elaborado la Ilustración 58 . Se han dibujado 5 líneas fluidas (a) que van desde $k_R = -0,1$ (el valor negativo indica que está por encima de la línea fluida que pasa por T1-TV-T3) hasta 0,3 (casi la mitad del canal). En el primer gráfico (b) se representa la fluctuación del módulo de la presión en cada punto, normalizada con respecto a la velocidad del tubo y la velocidad del gap. Tomando $k_R = 0,1$ (primera línea que ofrece datos sin discontinuidades), se observa cómo la presión aumenta lentamente entre -2 y -1 hasta llegar a la zona donde el canal de corriente se pega a TV. En ese momento se aprecia un aumento repentino de la presión, seguido de una bajada brusca para luego volver a subir de manera abrupta al llegar a las inmediaciones de 0, que es la zona en la que se genera de nuevo una importante fluctuación de la presión. Después, los valores van decayendo hasta llegar a la zona entre T3-T4, en la que se observa un comportamiento similar a lo que ocurre en TV, pero a menor escala. Esto es debido a la zona en la que el canal de corriente principal impacta con T4 y a la zona posterior donde se produce la depresión por la forma del tubo. En este caso, el segundo pico es más pequeño porque este tubo no se está moviendo. Si tomamos líneas más alejadas radialmente de TV, podemos ver un comportamiento similar, solo que con fluctuaciones más suaves. Si nos alejamos lo suficiente ($k_R = 0,3$), las fluctuaciones en la zona de T4 pueden no llegar a percibirse.

En cuanto al desfase, se observa que el comportamiento es prácticamente idéntico para todas las líneas analizadas. La zona de alta presión que hay antes del tubo (entre -1 y 0), tiene un desfase cercano a los 180° (oposición de fase), mientras que, en la zona de TV, es de 0° . Inmediatamente después, se aprecia una caída muy pronunciada del desfase que lo sitúa a -90° entre 0 y -1 (en fase con la velocidad), para luego volver a cambiar a 270° al llegar a T4.

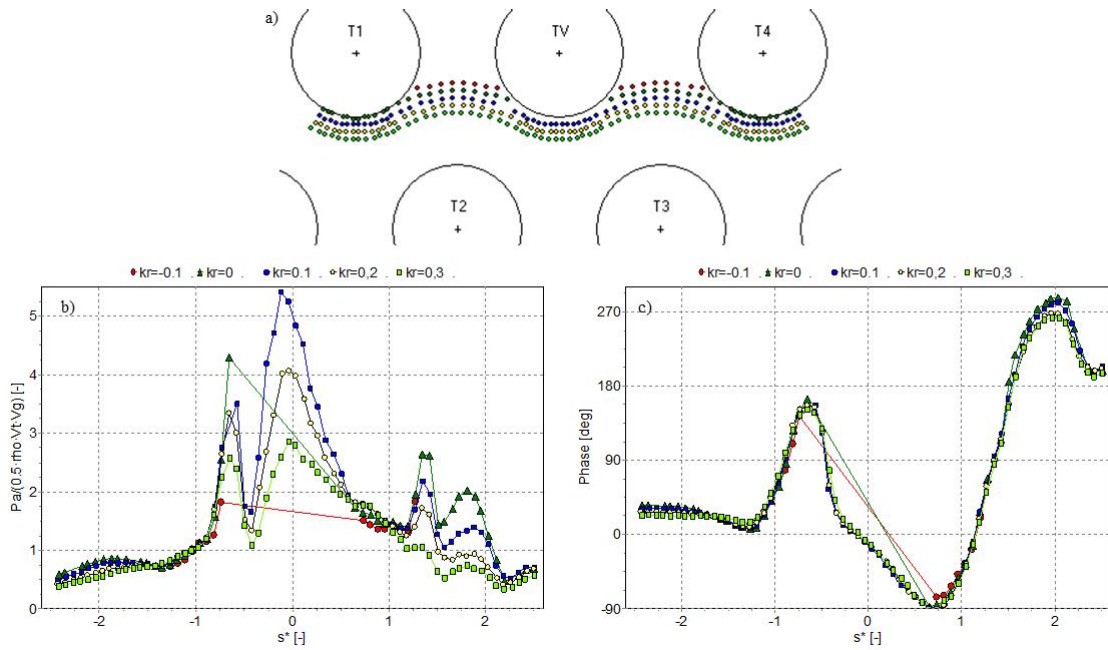


Ilustración 58 Fluctuaciones de presión a lo largo de líneas fluidas a la frecuencia de oscilación para $U_U = 0,21$ y Amplitud = 5%. (a) líneas fluidas; (b) módulo; (c) desfase

En líneas generales, este comportamiento se repite para cualquier amplitud de oscilación y una misma velocidad, tal y como puede observarse en la Ilustración 59, donde se representan las fluctuaciones de la presión a lo largo de una línea fluida para la velocidad de 0,21 m/s y distintas frecuencias. Se pueden apreciar ligeras diferencias en el módulo (b) en la zona entre -1 y 0, sobre todo en el segundo pico, donde se alcanzan valores menores para las amplitudes más pequeñas, pero en el resto del dominio puede decirse que prácticamente ocurre lo mismo.

La curva de los desfases (c) es prácticamente idéntica para cualquier amplitud de vibración.

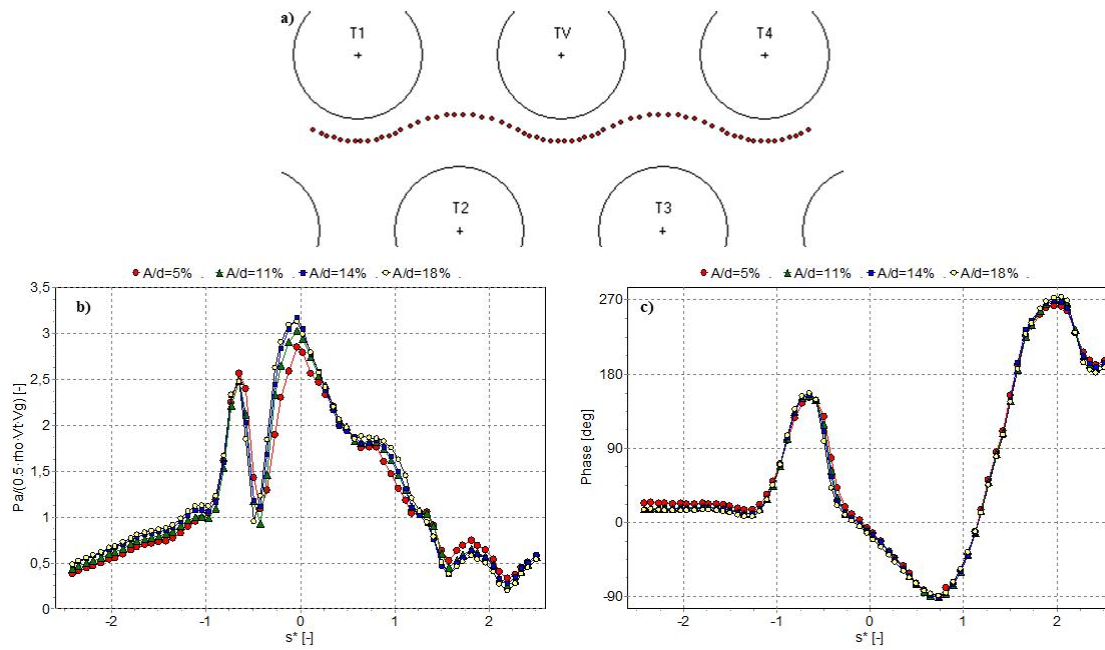


Ilustración 59 Fluctuaciones de presión a lo largo de la línea fluida $k_R = 0,3$ a la frecuencia de oscilación para $U_U = 0,21$ y distintas amplitudes (a) líneas fluidas; (b) módulo; (c) desfase

Por otra parte, es justo añadir que lo que se ha visto en la Ilustración 59 no ocurre a todas las distancias, sino que, a medida que nos alejamos radialmente de TV, aparecen algunos cambios. Es lo que se muestra en la Ilustración 60. En este caso se sitúa la línea fluida en mitad del canal principal ($k_R = 0,5$) y, aunque las formas vuelven a ser parecidas entre sí, no los son si se comparan con la Ilustración 59. Ahora en (b) aparece un tercer pico entre 0 y 1 que se corresponde con la pequeña zona sobre T3 que se aprecia en la Ilustración 56 a) y que, cuando k_R es más pequeño, no se alcanza. También se ha de tener en cuenta que las variaciones del módulo de la presión ahora son también más pequeñas, por lo que estas variaciones pueden parecer más bruscas de lo que realmente son, como lo que ocurre entre 1 y 2.

Para los desfases (c), también se ven algunas diferencias cuando se comparan las dos gráficas, aunque los desarrollos son similares al menos hasta pasado el punto 1. A medida que aumenta la amplitud, el desfase aguas arriba disminuye, pero las líneas convergen a medida que nos acercamos al tubo. Ahora, el desfase en esta zona ya no es cercano a los 180° , sino algo menor, aunque sí que vuelve a ser nulo en la zona de TV y sigue estando desfasado 90° aguas abajo, es decir, sigue generando una fuerza desestabilizadora. Lo que ocurre luego entre 1 y 2 se debe a que la línea fluida discurre entre la zona de estancamiento de T4 y el flujo principal, por lo que los cambios aquí pueden ser muy repentinos.

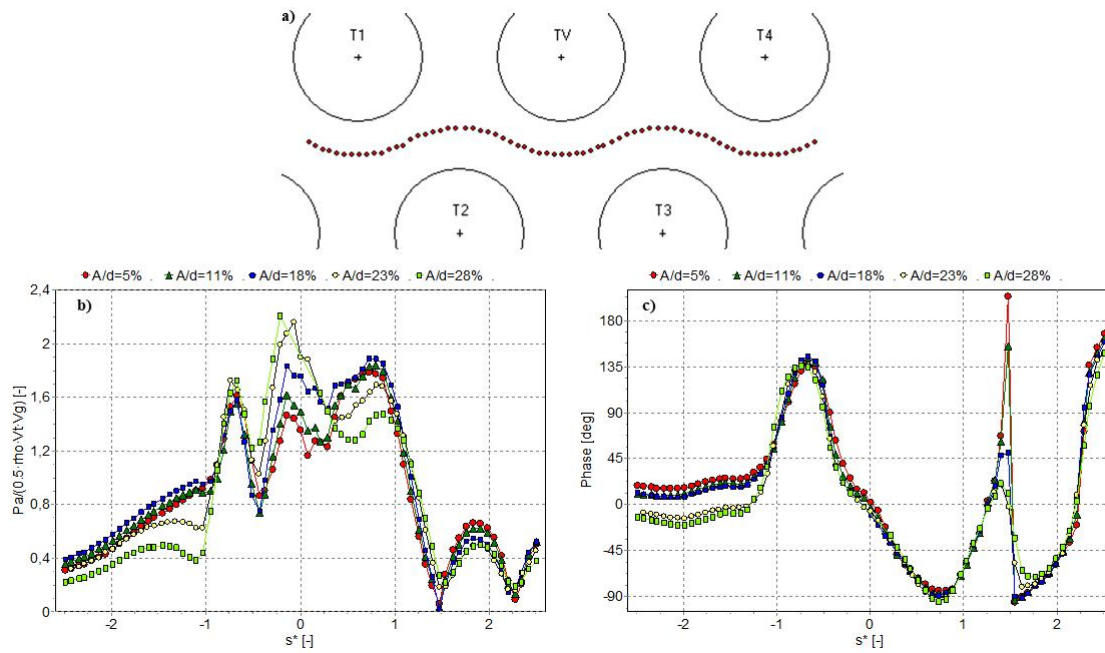


Ilustración 60 Fluctuaciones de presión a lo largo de la línea fluida $k_R = 0,5$ a la frecuencia de oscilación para $U_U = 0,21$ y distintas amplitudes (a) líneas fluidas; (b) módulo; (c) desfase

4.7. Fluctuaciones de la fuerza de empuje.

Tal y como se vio en la Ilustración 56, las presiones en la parte superior e inferior del tubo que vibra están bien en fase o desfasadas 180° con respecto al movimiento de este, por lo tanto, las fuerzas dinámicas asociadas a estas presiones no serían desestabilizadoras. Tampoco lo serán las que generan las dos zonas aguas arriba. Por tanto, como ya se comentó, las únicas presiones que generan fuerzas desestabilizadoras son aquellas que aparecen aguas abajo del tubo.

La Ilustración 61 representa la amplitud de Cl en función de la velocidad reducida del gap obtenidos en las simulaciones, frente a los resultados obtenidos por Sawadogo y Mureithi en [83] para una triangular paralela con $P/d = 1,5$ y un tubo con vibración forzada transversal en la séptima fila. Es un caso muy similar al nuestro aunque con números de Reynolds que llegaban a ser hasta 6 veces mayores que los aquí utilizados. Lo que se aprecia es que la similitud de los resultados es evidente y, para variaciones de U_{Rg} de hasta 5-6, la amplitud de Cl cae rápidamente hasta que parece estabilizarse en el entorno de 1.

La Ilustración 62, por su parte, muestra los desfases de Cl frente a la posición del tubo obtenidos por la simulación y comparados, nuevamente con los resultados de Sawadogo y Mureithi. Este desfase comienza siendo nulo para velocidades y, para nuestro caso, alcanza un máximo para una U_{Rg} aproximada de 1,5, mientras que, para Sawadogo y Mureithi, esto ocurre más cerca de una U_{Rg} de 4. Después, el comportamiento es similar, con una fase que decae relativamente rápido con el aumento de la velocidad. Si bien es cierto que la comparación aquí no es tan buena como con los módulos, sigue siendo remarcable la similitud.

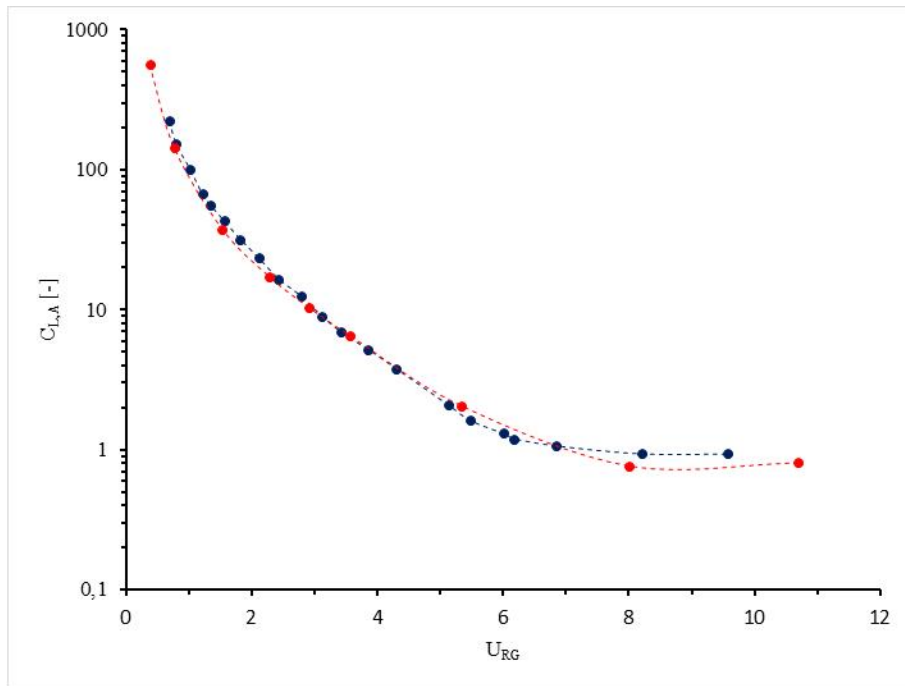


Ilustración 61 Módulo del coeficiente C_l en función de la velocidad reducida del gap. Rojo: datos propios; Azul: datos de Sawadogo y Murehiti, 2014

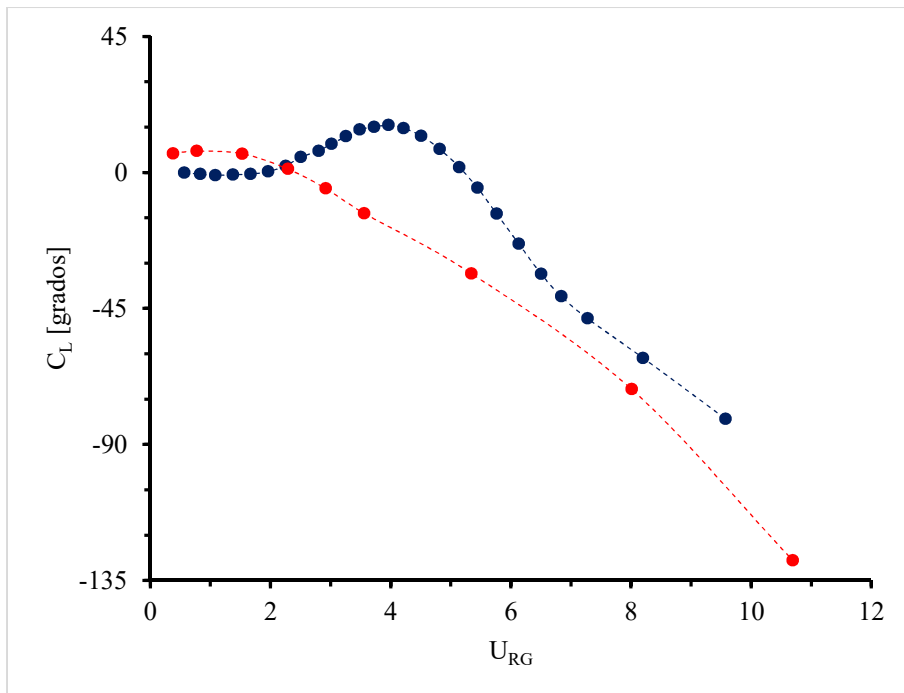


Ilustración 62 Desfase relativo a la posición del tubo del coeficiente C_l en función de la velocidad reducida del gap. Rojo: datos propios; Azul: datos de Sawadogo y Murehiti, 2014.

4.8. Validación del modelo

En el presente apartado se pretende intentar justificar la validez del modelo CFD comparándolo con los resultados obtenidos por distintos autores en la literatura científica. Aunque algunas de las justificaciones se han ido realizando en apartados anteriores, se ha considerado necesario agruparlas aquí.

- El patrón general de velocidades mostrado en Ilustración 45 es el esperado y está formado por los canales serpenteantes que discurren entre los tubos. Estos responden perfectamente a la teoría de Lever y Weaver. Sin embargo, ellos asumieron que los puntos de adhesión y separación del flujo eran simétricos respecto al tubo (cada uno de $18,5^\circ$ para una triangular paralela con $P/d=1,6$) (Ilustración 17), cosa que, en este caso, no ocurre. Sin embargo, los valores aproximados que aquí se obtienen (35° y 10° respectivamente), encajan con los resultados que obtuvieron Yetisir y Weaver en [47] para configuraciones de este tipo (40° y 10°).
- El comportamiento visto en la Ilustración 49 (a) en el que en la zona donde se despega el flujo de TV siguen teniendo lugar grandes amplitudes de velocidad, encaja con lo que Granger y Paidoussis definieron como “efecto memoria del flujo” en [39] y que es debido a la difusión y convección de pequeñas capas finas de vórtices de la superficie oscilante del tubo.
- En la Ilustración 49 (b), se ha justificado que la distribución de las fases obtenidas para la velocidad viene a significar que las perturbaciones en el flujo se trasladan con un retraso que es tanto mayor cuanto mayor es la distancia a TV. Esto es acorde a los resultados obtenidos por Khalifa *et al.* en [5] (Ilustración 50).
- En la Ilustración 53 (b) y (c) se muestran, junto con los datos recogidos en la simulación, los obtenidos por Khalifa *et al.* en [5]. En su estudio, los datos fueron recogidos con una sonda en la zona media de los canales de corriente principales en una configuración triangular paralela con $P/d = 1,54$, aire en lugar de agua y una velocidad reducida del gap que variaba entre 6 y 8. Así mismo, su número de Reynolds era unas 5 veces superior al usado en estas simulaciones y no impusieron la vibración forzada transversal a TV, sino que le dieron una vibración libre. Pese a estas diferencias, los resultados pueden servir como referencia para comparaciones.
- Así, en la Ilustración 53 (c), se puede apreciar que las fluctuaciones de velocidad más altas tienen lugar sobre la superficie del tubo y que, a medida que nos alejamos radialmente de él, estas fluctuaciones máximas son cada vez más pequeñas y ocurren cada vez más abajo. Los resultados obtenidos por Khalifa *et al.* llegan a valores máximos que son similares a los obtenidos cuando $K_R = 0,1$ aunque el retraso que ellos obtuvieron es algo más aguas abajo. Pese a esto, se puede considerar una buena predicción porque, además, sí que muestran el mismo comportamiento entre -1 y 0, que es la zona donde el flujo se adhiere al tubo y en donde aparece un pequeño incremento local de la fluctuación de la velocidad.
- En cuanto a los desfases vistos en la Ilustración 53 (b), se muestra como este es prácticamente nulo en la superficie del tubo y aumenta de manera progresiva según nos alejamos radialmente. Esta propagación de la perturbación también es acorde con los resultados experimentales de Khalifa *et al.* que se muestran en la misma ilustración.

- En la Ilustración 54, se han tomado datos para una misma línea K_R manteniendo la velocidad constante y variando la amplitud. Se representa en (c) la variación de la amplitud de la velocidad normalizada con la velocidad del tubo y lo que se ve es que las gráficas prácticamente se solapan. Esto se dijo que era indicativo de una proporcionalidad entre las fluctuaciones del flujo y las amplitudes de vibración, que es una idea básica que se asume en los modelos que se usan para predecir la IFE y que también está respaldado por medidas experimentales [5].
- En la Ilustración 55, se han representado, para una misma línea de flujo, las fluctuaciones de velocidad mientras se mantenía la amplitud de vibración constante (0,83% del diámetro) y se variaba la velocidad del flujo. En (c) se representaban, a su vez, las variaciones, a lo largo de la línea fluida, de la amplitud de velocidad normalizada con respecto a la velocidad del gap. Se aprecia que el patrón es prácticamente idéntico aunque, a medida que se reduce la velocidad, el primer pico va creciendo de modo que, cuando estamos con una $U_{Rg} = 0,76$, nos encontramos con una simetría prácticamente perfecta con respecto al tubo (algo similar a lo que se refleja en la Ilustración 52 (a)). Este resultado está en la línea de los obtenidos en los estudios de Hassan y El Bouzidi [84] para una triangular normal y en los de Khalifa *et al.* [4] para la paralela.
- Los resultados obtenidos en la Ilustración 56 son comparables a los obtenidos por Khalifa et al en sus simulaciones CFD [4] (Ilustración 57).
- Las fluctuaciones en las fuerzas de empuje y el desfase respecto a la posición del tubo, están en buena consonancia con los resultados obtenidos por Sawadogo y Murehiti [83] (Ilustración 61 e Ilustración 62).

En definitiva, lo que se ha visto con el modelo se puede resumir en los siguientes puntos.

- Existe una clara transferencia de flujo entre T1-TV debida a la combinación de los movimientos del tubo con los flujos de los caudales principales que dan lugar a una serie de vórtices en esa zona. Estos flujos serán analizados en profundidad en los puntos siguientes.
- Las fuerzas desestabilizadoras se dan en la parte posterior de TV, que es donde se han encontrado presiones desfasadas 90° con respecto a la posición del tubo, es decir, en fase con su velocidad.
- Estas presiones se desarrollan en áreas de la zona de estela cerca de los puntos donde el flujo se separa del tubo y están relacionadas con los flujos secundarios periódicos que se inducen en la zona TV-T4 combinados con los vórtices que se forman en la parte central de los flujos principales sobre TV y bajo él.

4.9. Caudales Transversales

Los resultados de las simulaciones y posterior análisis parecen indicar que la hipótesis de Lever y Weaver sobre la independencia de los tubos de corriente puede no ser del todo cierta, ya que se aprecia una fuerte

vorticidad y redistribuciones de flujo en momentos puntuales de la oscilación del tubo que sugiere que existe un caudal transversal que conectaría ambos tubos de corriente (al menos de manera momentánea).

4.9.1 Análisis del flujo cruzado

El análisis anterior, por tanto, parece sugerir la existencia de una transferencia de caudal entre los tubos de corriente en la zona T1-TV. Para comprobar esto, se realiza, mediante un programa, un análisis y de los flujos netos instantáneos de cada uno de los 64 instantes de tiempo en los que se han recabado datos. El programa analiza los datos recogidos por Fluent en el macro y establece una serie de líneas sobre las que tomará los datos de las velocidades instantáneas y las evaluará durante un ciclo completo de oscilación (los nodos están a una distancia de 0,25 mm). De esta manera, si se conoce la sección, se podría conocer el caudal. Mediante una transformación FFT, es posible ver y analizar amplitudes, frecuencias y desfases. Se toman datos en los distintos puntos de las líneas que unen los centros de todos los tubos con TV y de cada tubo con los adyacentes (Ilustración 63).

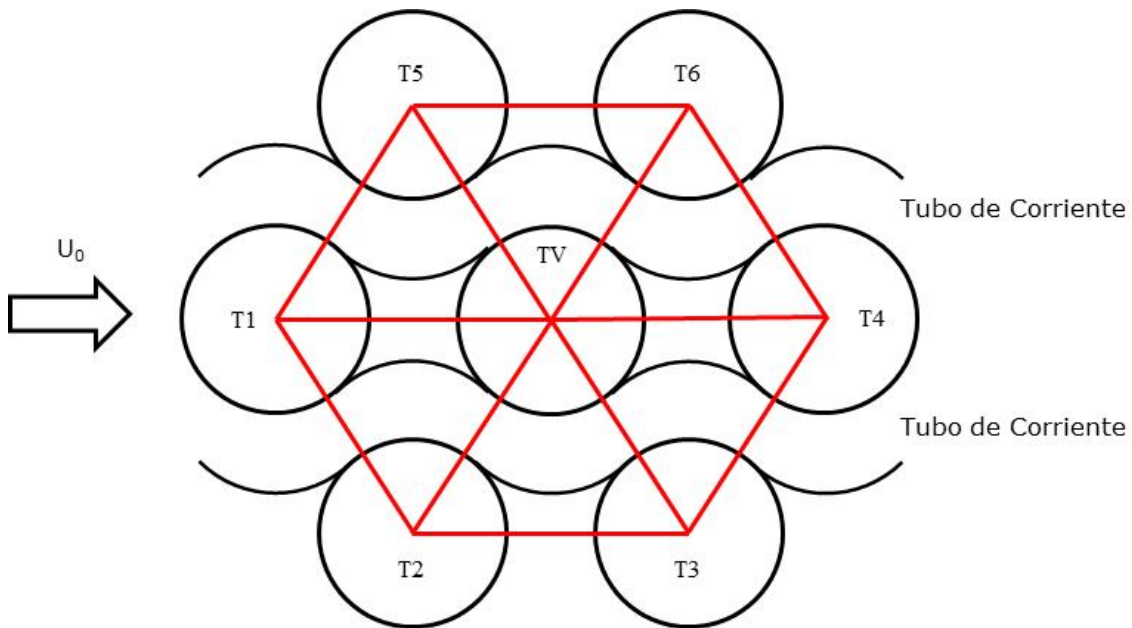


Ilustración 63 Esquema para análisis de flujos. Las líneas rojas representan los puntos en los que se recaban datos de velocidades para el cálculo de los caudales.

Lo que se pretende analizar con el programa es, sobre todo, lo que ocurre entre T1 y TV, aunque el resto de valores tienen también utilidad porque permitirían estimar el caudal que entra y sale de esta celda unidad que se ha creado. Cuando vibra el tubo, habrá un movimiento de masas de agua entre T1-TV y TV-T4 como ya se ha demostrado, pero es de suponer que también lo haya entre T5-T6 y T2-T3 cuando el tubo asciende o desciende.

Se comenta a modo de ejemplo, el caso de la velocidad de 0,21 m/s y una amplitud de vibración del 2% del diámetro (Ilustración 64) que será usado para ilustrar las hipótesis que se están planteando.

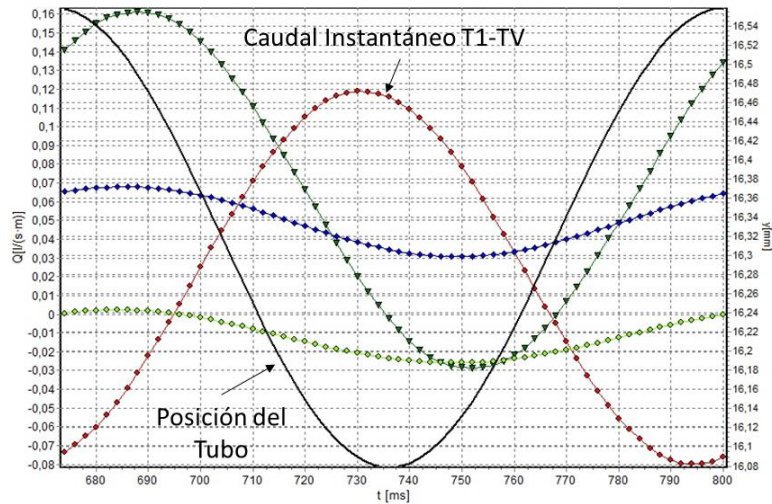


Ilustración 64. Flujo instantáneo neto para cada instante de tiempo. Posición del tubo para comparación. Velocidad del flujo 0,21 m/s.

La Ilustración 64 muestra, en color rojo, los valores de los flujos instantáneos netos que se han medido en la zona T1-TV para un ciclo completo de oscilación. Puesto que la separación entre los nodos del mallado es de 0,25 mm y la distancia entre los extremos de los tubos T1-TV es de 4,5 mm, significa que se han analizado, para cada instante, los flujos de 18 nodos, dando al final un valor neto que puede ser positivo o negativo. El primer caso (positivo), indicaría caudales netos hacia arriba y en el segundo (negativo), hacia abajo. La línea negra simboliza la posición del tubo, por lo que es posible medir desfases también gráficamente. El resto de líneas serían: verde oscuro (triángulos) para el caudal TV-T4; verde claro para T2-T3 y azul oscuro para T5-T6

Pese a que a simple vista puede parecer que el flujo neto transferido T1-TV es nulo, lo que equivaldría a decir que la hipótesis de Lever y Weaver sería totalmente válida, los análisis demuestran que no es así. Para el caso que se está analizando ahora, se tiene un caudal neto positivo igual a 0,0196 l/s y por metro lineal. Por otra parte, cuando se superpone la posición del tubo (línea negra continua), se aprecia también cómo existe un desfase que sugiere que, en líneas generales, el caudal que se transfiere lleva una dirección contraria a la del movimiento del primero.

Explicado esto, se realiza este mismo proceso para todas las demás velocidades que aparecen en la Tabla 6 y se analizan los resultados a continuación. De la Tabla 6 se deducen algunos puntos de interés:

- El flujo transversal (Q_{neto}) que se transfiere de un tubo de corriente a otro es hacia abajo para los valores de velocidad más pequeños, pero se vuelve positivo y con una tendencia creciente a medida que aumenta la esta.
- Parece existir también una relación entre la velocidad del flujo y el desfase respecto al tubo (ϕ), aumentando este cuando lo hace la velocidad.
- Del mismo modo, la amplitud (Q_y) también se incrementa cuando lo hace U_u .

Tabla 6. Análisis de flujos transversales para distintas velocidades y amplitud del 2%, calculados con el programa.

U_u (m/s)	U_{rg}^1	Q_{neto} (l/s·m) ²	φ (°) ³	Q_y (l/s·m) ⁴
0,015	0,38	-0,0013	95,6	0,05201
0,03	0,76	-0,0019	101,2	0,05266
0,06	1,52	-0,0008	112,5	0,05375
0,09	2,28	0,0018	123,7	0,05606
0,115	2,92	0,0045	135	0,05855
0,14	3,55	0,0077	135	0,06292
0,21	5,33	0,0185	168,7	0,09913
0,315	7,99	0,0397	174,7	0,15126

¹ Vel. reducida del gap ; ² Flujo transv. promedio ; ³ Desfase ; ⁴ Amp. del flujo transversal

No son, sin embargo, relaciones lineales. Si se representan gráficamente el caudal neto (Ilustración 65), su amplitud (Ilustración 66) y el desfase (Ilustración 67) frente a la velocidad reducida, se ajustan de manera prácticamente perfecta con una ecuación parabólica del tipo $ax^2 + bx + c$ (al menos hasta los datos analizados).

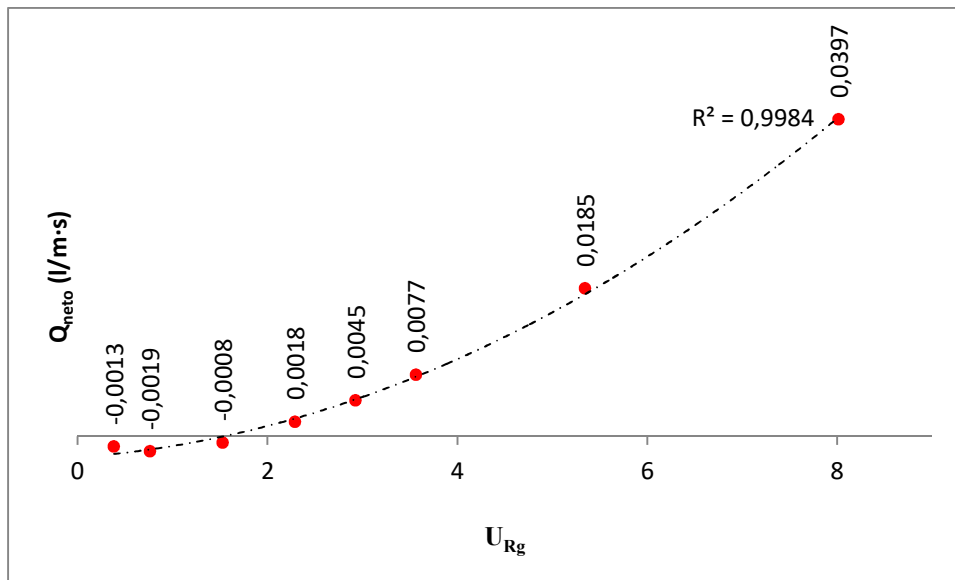


Ilustración 65 Caudal transversal promedio frente a velocidad reducida (amplitud 2%).

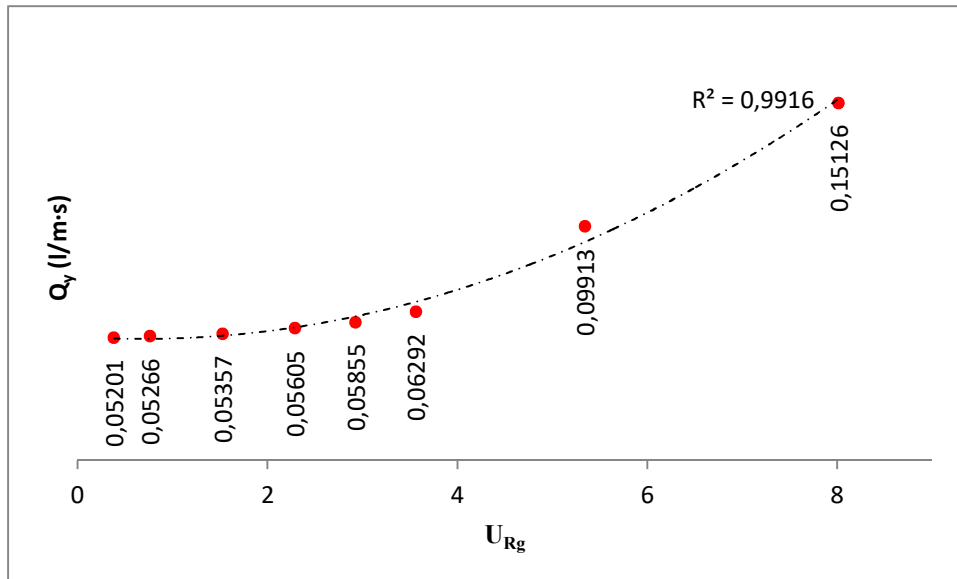


Ilustración 66 Amplitud del Caudal transversal frente a velocidad reducida (amplitud 2%)

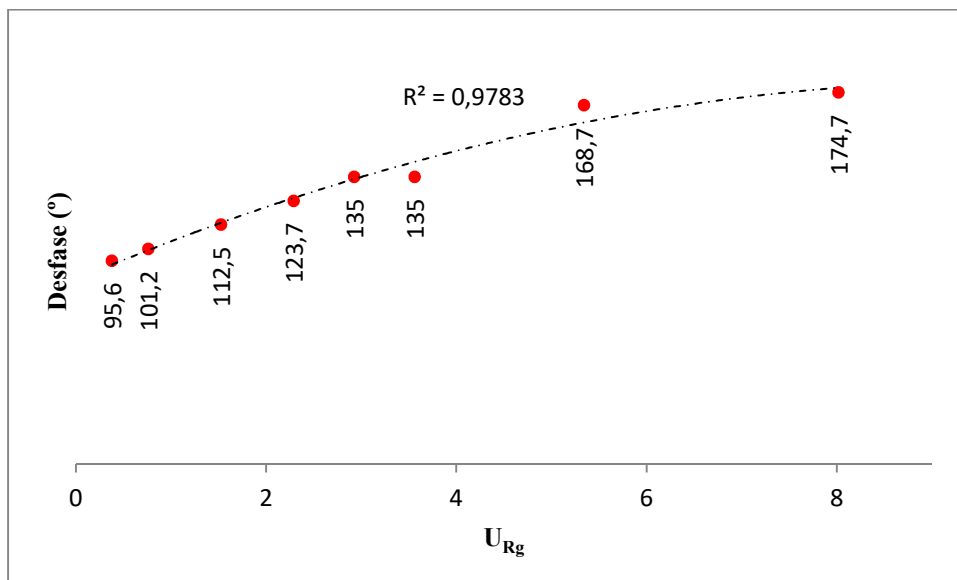


Ilustración 67 Desfase frente a velocidad reducida (amplitud 2%)

Parece claro, por tanto, que hay una relación entre los caudales transversales y la velocidad del flujo, algo que, por otra parte, quizás sea obvio pues, a mayor velocidad de flujo a la entrada (U_u), mayor caudal (Q_u) y, por tanto, mayores serán las aportaciones realizadas a este flujo. Pese a todo, es difícil saber qué parte de Q_u se transforma en transversal (Q_y) y qué parte continúa el camino fijado por los tubos de corriente.

Sin embargo, puede ser posible evaluar Q_y si se tiene en cuenta que este puede ser producido como consecuencia del movimiento del tubo. Este movimiento provoca dos efectos:

- Por una parte, generará el desplazamiento de una masa de agua que estará en relación directa con la superficie del tubo expuesta en la dirección de la vibración. Es decir, el tubo “empuja” una cantidad de agua que ha de redistribuirse y parte de ella se acabará convirtiendo en una fracción de Q_y . Puesto que este caudal desplazado es función de la velocidad del tubo, esta componente estará en fase con ella.

- Por otra parte, las oscilaciones de la posición van a provocar una variación en el gap o distancia entre TV-T2 y TV-T5 que se traducirá en una variación del caudal que atraviesa esas zonas. Esto hará que parte del mismo se convierta en la otra fracción de Q_y . En este caso, estaríamos en fase con la posición

Con estas dos hipótesis se pueden intentar desarrollar fórmulas para cuantificar cada una de las aportaciones. Para el primer caso, la Ilustración 68 muestra, de manera esquemática, el caudal que desplazaría el tubo en su movimiento ascendente. Se puede apreciar que habrá una fracción que se transforma en parte de este flujo transversal pero el resto, se perdería por distintos caminos (T4-T6, T5-T6, incluso T5-T1).

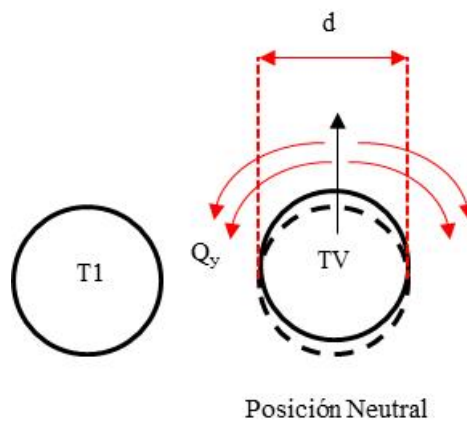


Ilustración 68. Esquema de la formación de Q_y debido a la velocidad del tubo.

Para este primer cálculo, se considera que el tubo desplaza un caudal simétrico a ambos lados pero se tomará solamente la mitad de este ya que el análisis está centrado en la zona T1-TV. Si se considera que el caudal total desplazado de esta manera es Q_1 y se hace un análisis de la situación, se podría expresar de la siguiente manera:

$$Q_1(t) = \frac{1}{2} \cdot d \cdot y' \quad (14)$$

en donde y' representa la velocidad del tubo, que se considera que desarrolla un movimiento armónico simple. Ahora bien, dado que solamente una fracción de Q_1 se convierte en caudal transversal, podemos definir un nuevo flujo, Q_T , que lo simbolice:

$$Q_T(t) = -\frac{1}{2} \cdot d \cdot K_T \cdot y' \quad (15)$$

en donde:

- El signo negativo simboliza que la dirección de este caudal es contraria al desplazamiento del tubo.
- K_T es la fracción de Q_1 que se convierte, de manera efectiva, en parte de Q_y . Tomaría valores entre 0 y 1.

De esta manera, se establece una componente de Q_y que está en fase con la velocidad del tubo. Sin embargo, si se tiene en cuenta que el tubo vibra siguiendo un m.a.s., se pueden realizar algunas modificaciones en (15), y llegar a la siguiente expresión:

$$y = A \cdot e^{i\omega t} \Leftrightarrow y' = i\omega \cdot A \cdot e^{i\omega t} \quad (16)$$

$$Q_T(t) = -\frac{1}{2} \cdot d \cdot K_T \cdot i\omega \cdot A \cdot e^{i\omega t} = -d \cdot K_T \cdot i \cdot \pi \cdot f \cdot y = d \cdot K_T \cdot \pi \cdot f \cdot e^{-i\frac{\pi}{2}} \cdot y \quad (17)$$

En donde se ha tenido en cuenta que $\omega = 2 \cdot \pi \cdot f$ y que $e^{-i\pi/2} = -i$.

Por otra parte, el movimiento del tubo también provoca variaciones en la distancia, o gap (g), que separa TV-T2, que se traducirán en una variación del caudal que pasa por esa zona. Este aumento o disminución del flujo traerá como consecuencia la necesidad de que parte del mismo se redistribuya. La Ilustración 69 muestra esta situación, aunque en esta ocasión el movimiento del tubo se representa hacia abajo.

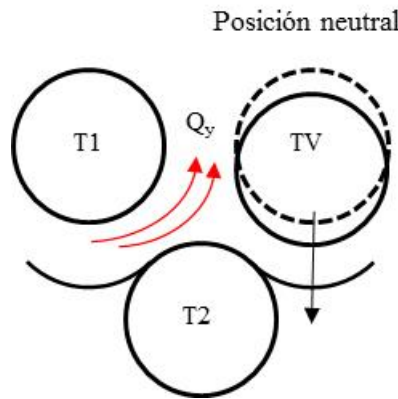


Ilustración 69. Esquema de la formación de Q_y debido a la posición del tubo.

Existe una relación constante entre el caudal (Q_0) que atraviesa TV-T2 y la distancia (g) que los separa, de manera que si esta aumenta o disminuye, también lo hará Q_0 . Se puede expresar de la siguiente manera:

$$\frac{Q_0 + \Delta Q}{g + \Delta g} = \frac{Q_0 - \Delta Q}{g - \Delta g} \Leftrightarrow \frac{Q_0 + \Delta Q}{Q_0 - \Delta Q} = \frac{g + \Delta g}{g - \Delta g} = \frac{P - d + y \cdot \cos(30)}{P - d - y \cdot \sin(30)} \quad (18)$$

Para la última igualdad se ha usado la siguiente equivalencia:

$$\Delta g = y \cdot \cos(30) \quad (19)$$

Fácilmente calculable geoméricamente.

Lo que interesa calcular ahora es ΔQ , ya que es este aumento o disminución de Q_0 el que se puede transformar en la otra componente de Q_y . Si se despeja en (18) y se opera, se obtiene:

$$\Delta Q(t) = Q_0 \cdot \frac{\cos(30)}{P - d} \cdot y \quad (20)$$

Sin embargo, al igual que antes, solamente una fracción (K_D) de este ΔQ se transformará en parte de Q_y . Si, además, se tiene en cuenta que este caudal también lleva un sentido contrario al movimiento del tubo, la expresión (10) puede escribirse de la siguiente manera:

$$Q_0 = U_U \cdot (P - d) \quad (21)$$

$$-1 = e^{-i\pi} \quad (22)$$

$$Q_D(t) = -K_D \cdot Q_0 \cdot \frac{\cos(30)}{P - d} \cdot y = K_D \cdot U_u \cdot \cos(30) \cdot e^{-i\pi} \cdot y \quad (23)$$

Si ahora se une (17) con (23), se obtiene la expresión de Q_y :

$$Q_y(t) = Q_T(t) + Q_D(t) \Leftrightarrow$$

$$\Leftrightarrow Q_y(t) = (\pi \cdot f \cdot d \cdot K_T \cdot e^{-i\frac{\pi}{2}} + K_D \cdot U_u \cdot \cos(30) \cdot e^{-i\pi}) \cdot y \quad (24)$$

Por supuesto, son igualmente válidas las formulaciones más sencillas de Q_T y Q_D vistas antes de llegar a (24) en las que no interviene la notación compleja. Incluso en Q_D sería posible tomar Q_U (caudal por el canal de corriente), en lugar de Q_0 , que es el caudal de entrada. En ese caso, la formulación cambia ligeramente (aparece la velocidad del gap, en lugar de la de aguas arriba), pero sería igualmente válida (ver (37) más adelante).

Los factores K_T y K_D serán función de la relación paso-diámetro con la que se esté trabajando y el modo en el que varían se deberá analizar en detalle. Para el caso que nos ocupa, el cálculo de estos parámetros se puede realizar comparando los resultados obtenidos en la simulación (Tabla 6) con los que dé la expresión (24). Por tanto, si la hipótesis es correcta, existirá una relación entre el caudal que atraviesa el gap y Q_y , así como entre Q_y y el caudal desplazado por el tubo.

Comentado el ejemplo, se analizarán y resolverán ahora dos nuevos casos.

Caso 1 – Variación de la velocidad del flujo manteniendo la amplitud en 0,83% (equivalente al ejemplo analizado). Los datos de interés aparecen reflejados en la Tabla 7.

Tabla 7 Análisis de flujos transversales para distintas velocidades y amplitud del 0,83%, calculados con el programa.

U_u (m/s)	U_{rg}	φ (°)	Q_y (l/s·m)	Q_u (l/s·m)
0,015	0,38	95,2	0,02163	0,24473
0,03	0,76	101,5	0,02205	0,48647
0,06	1,52	114,9	0,02247	0,97895
0,09	2,28	126,52	0,02327	1,46843
0,115	2,92	136,24	0,02444	1,87633
0,14	3,55	148,01	0,02672	2,28423
0,21	5,33	164,74	0,04170	3,42634
0,315	7,99	171,11	0,06274	5,13951
0,42	10,68	179,24	0,08143	6,85268

Al igual que antes, el comportamiento del desfase y la amplitud de este caudal transversal con respecto a la velocidad reducida, vuelven a presentar la misma tendencia que en el caso de los datos de la Tabla 6 lo que viene a reforzar la idea de que este comportamiento es esperable cuando se mantiene la amplitud de vibración y se varía la velocidad. El resultado puede verse en la Ilustración 70.

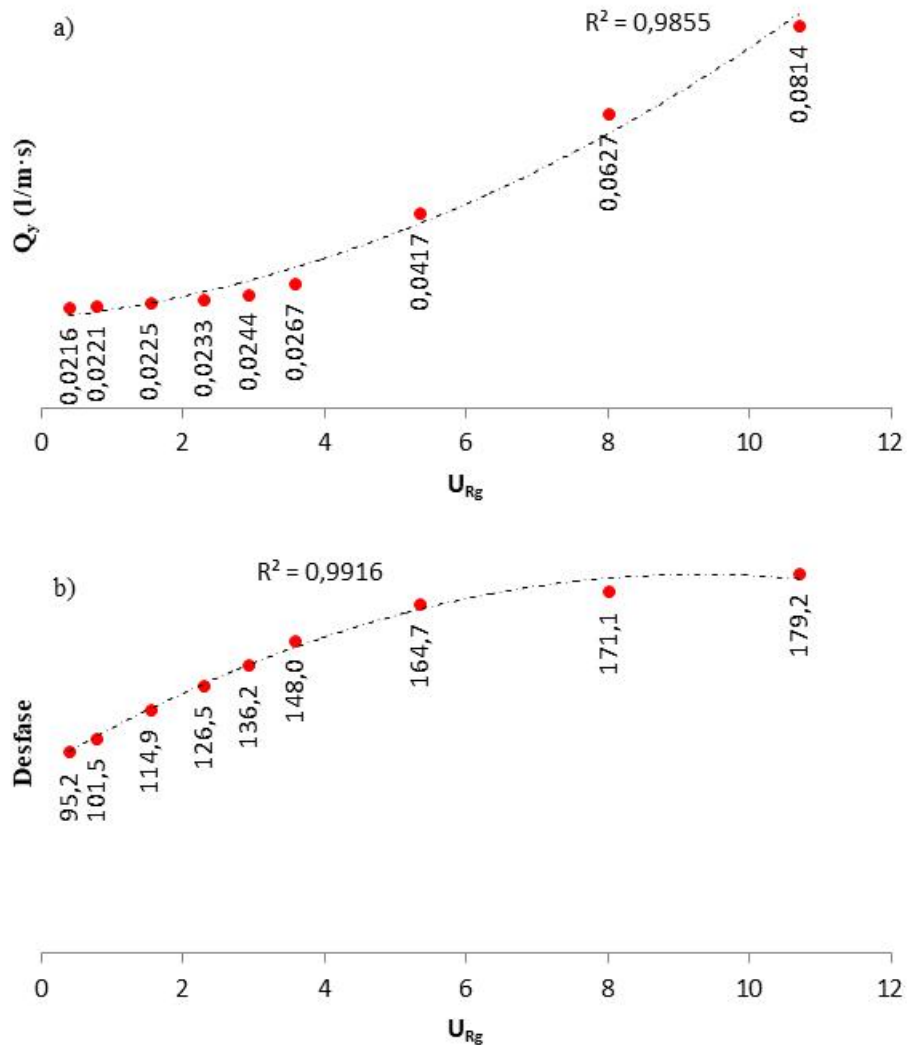


Ilustración 70 Comportamiento de (a) Amplitud del Caudal transversal frente a velocidad reducida; (b) desfase frente a velocidad reducida. Amplitud constante de 0,83%

A la hora de escoger los parámetros para verificar si existen relaciones entre las variables anteriormente comentadas, se ha de tener en cuenta que, en este caso, lo que se mantiene constante es la amplitud de vibración, por tanto, lo que no va a cambiar en ninguna de las situaciones será la velocidad del tubo y, por consiguiente, el caudal que desplaza. Como consecuencia, no tendría sentido introducir estas dos variables en los análisis. Por el contrario, se sabe que lo que sí que va a cambiar es la velocidad del flujo. Esto tendrá una relación directa en el caudal que viaja por el canal principal y es previsible que también tenga influencia sobre Q_y . Es por eso que se analizará si existe alguna relación entre el caudal que pasa por el canal de corriente principal (también valdría el caudal del gap, por ejemplo) y Q_y , representado

frente a la velocidad reducida del gap, que es otro de los parámetros de interés. Para ello, en la Tabla 7 se ha añadido una columna en donde se ha calculado Q_u de la siguiente manera:

$$Q_U = U_U \cdot P \cdot \cos(30) \cdot 1.000 \quad (25)$$

Por tanto, si representamos Q_y/Q_u frente a U_{Rg} , se obtiene la Ilustración 71 en la que se puede apreciar que, a medida que aumenta la velocidad, la proporción entre ambos caudales parece hacerse una constante, lo que puede ser indicativo de que existe una relación entre ambos.

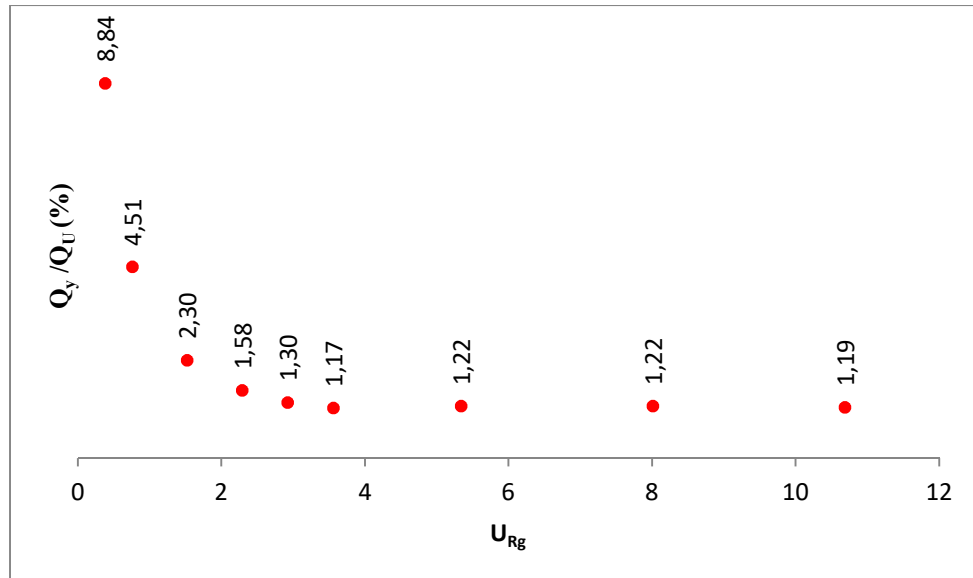


Ilustración 71 Relación Q_y/Q_u frente a U_{Rg}

El objetivo ahora consiste en intentar obtener valores de K_D y K_T que, introducidos en la ecuación (24), permitan obtener los mismos desfases vistos en la Ilustración 70 (b) y verifique, así mismo, lo visto en la Ilustración 71. Obviamente, estos parámetros pueden optimizarse para cada par de valores (velocidad – amplitud) porque lo que se ha visto es que la velocidad del flujo, a medida que aumenta, modifica ligeramente las proporciones de flujos que se asumieron en el desarrollo de las fórmulas (por ejemplo, el flujo que se calcula en fase con la velocidad del tubo -Ilustración 68- se ha supuesto simétrico respecto a TV pero, a medida que aumente U_u , es lógico pensar que arrastre una fracción mayor de la parte de caudal aguas abajo, lo que haría que K_T fuese menor. Además, el propio movimiento del tubo modifica la posición del punto donde la corriente principal contacta con TV, lo que también puede modificar este parámetro).

Por definición (ecuación (15)), Q_T sería una fracción (K_T) de la mitad del caudal que mueve el tubo en su desplazamiento. La amplitud de este caudal se puede determinar multiplicando el diámetro del tubo por la amplitud de la velocidad que alcanza este último en su movimiento. Por tanto, como aquí la amplitud de vibración se mantiene constante, esta velocidad también lo será y, por tanto, Q_T permanecerá invariable para todas las situaciones analizadas.

$$Q_T(amp) = \frac{1}{2} \cdot d \cdot 2 \cdot \pi \cdot f \cdot y \cdot K_T \quad (l/s \cdot m) \quad (26)$$

Por otro lado, Q_D se definió de una manera un poco más compleja (ecuación (33)) pero también puede calcularse. En este caso, hay una dependencia con la velocidad de entrada, por lo que Q_D no es constante. Trabajando un poco esa ecuación, se puede llegar a formular también de la siguiente manera:

$$Q_D(amp) = K_D \cdot U_g \cdot \cos(30) \cdot y \text{ (l/s} \cdot \text{m)} \quad (27)$$

Por tanto, ahora mismo se podría intentar determinar si existe un par de valores de K_T y K_D de modo que consigamos la misma relación de amplitudes y los mismos desfases. Para poder entender el razonamiento, se utilizará la Ilustración 72. En ella se ha realizado un sencillo diagrama para entender las relaciones entre todas las componentes en juego. Por una parte, se había dicho que Q_D estaba en fase con la posición del tubo pero, al mismo tiempo, se vio que el sentido era el contrario, es decir, cuando el tubo está ascendiendo, el flujo que crea es descendente. Por otra parte, Q_T estaba en fase con la velocidad, pero también tenía el sentido opuesto. De esta manera, es posible calcular la amplitud de Q_y si componemos un vector Q_D y Q_T , siendo esta el módulo de este vector. Viendo la composición geométrica, el desfase también es sencillo de calcular.

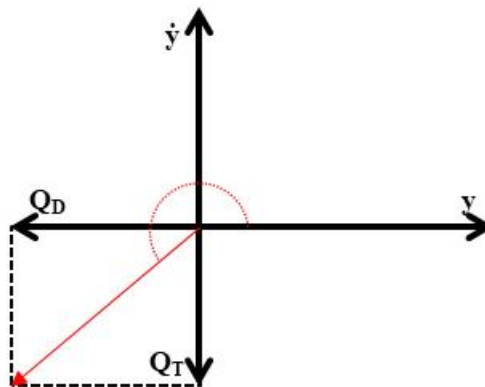


Ilustración 72 Esquema con la relación entre la posición y velocidad del tubo y los caudales Q_D y Q_T

Con todo esto, se elabora la Tabla 8 en donde se muestran los valores de Q_T , Q_D , Q_y , Q_u y desfase (ϕ). En las casillas inferiores, se encuentran los valores de K_T y K_D que mejor ajustan las dos gráficas de manera simultánea. Los resultados obtenidos se muestran en las Ilustración 73 (desfases) y Ilustración 74 (relación de caudales). En rojo aparecen los resultados obtenidos con el programa (o a partir del programa) y, en azul, los calculados mediante las fórmulas. Los ajustes conseguidos para los valores de K_T y K_D son bastante buenos y las curvas se asemejan bastante bien a las obtenidas con los datos de la simulación. Por tanto, se puede concluir que existen un par de valores K_T y K_D que verifican las hipótesis propuestas, lo que parece sugerir que el planteamiento es adecuado.

Tabla 8 Resultados de parámetros para la ecuación y desfase de Q_y para velocidad variable y amplitud de 0,83%

U_u (m/s)	U_{rg}	Q_u (l/s·m)	Q_T (l/s·m)	Q_D (l/s·m)	Q_y (l/s·m)	ϕ (°)
0,015	0,38	0,24473	0,02003	0,00285	0,02023	98,1
0,03	0,76	0,48647	0,02003	0,00570	0,02082	105,9
0,06	1,52	0,97895	0,02003	0,01140	0,02305	119,6
0,09	2,28	1,46843	0,02003	0,01710	0,02634	130,5
0,115	2,92	1,87633	0,02003	0,02486	0,02964	137,5
0,14	3,55	2,28423	0,02003	0,02661	0,03330	143,0
0,21	5,33	3,42634	0,02003	0,03991	0,04465	153,4
0,315	7,99	5,13951	0,02003	0,05987	0,06313	161,5
0,42	10,68	6,85268	0,02003	0,08229	0,08229	165,9
K_T	0,68					
K_D	0,92					

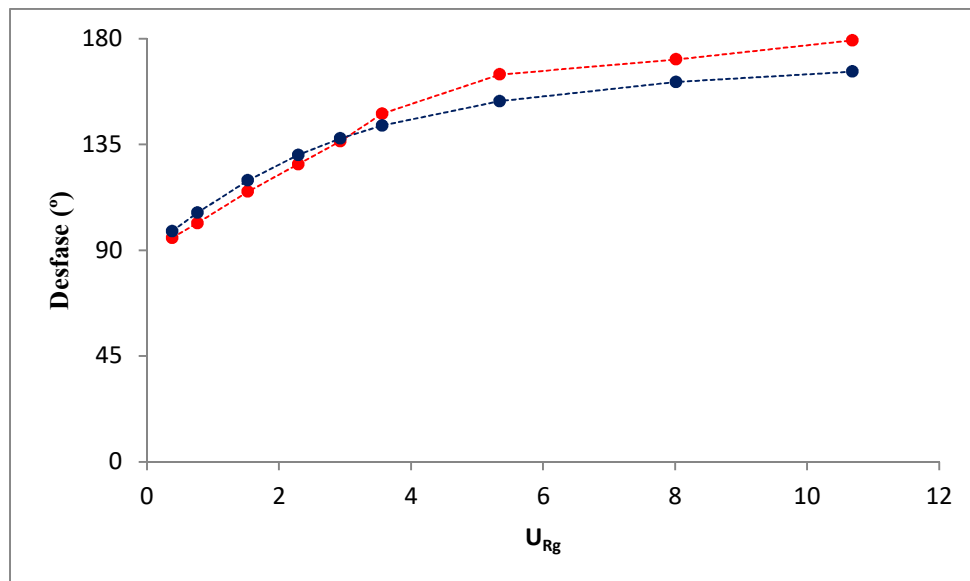


Ilustración 73 Comparación desfases de Q_y . Rojo: obtenida con el programa; Azul: estimación mediante fórmula. Amplitud 0,83%; Velocidad variable.

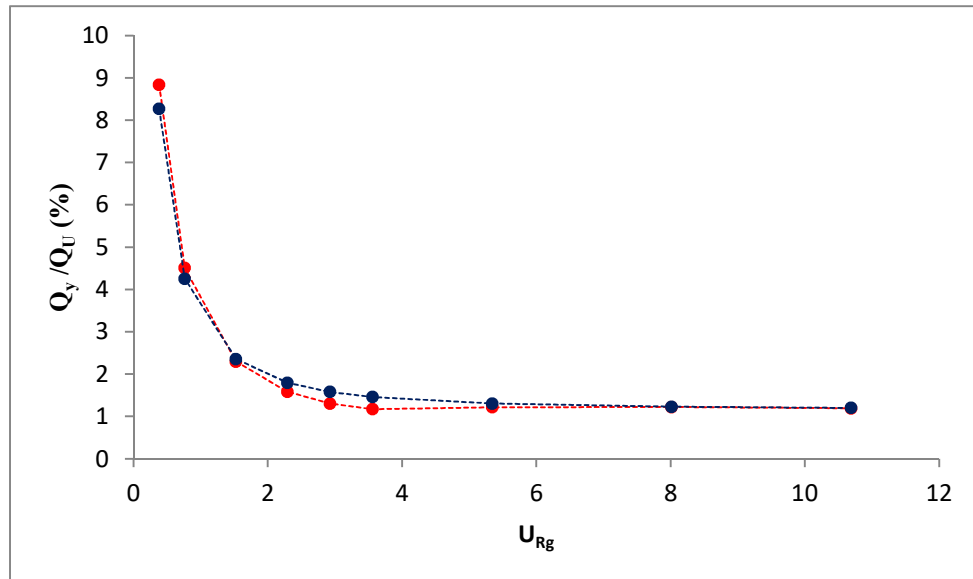


Ilustración 74 Comparación Q_y/Q_u frente a U_{Rg} . Rojo: obtenida con el programa; Azul: estimación mediante fórmula. Amplitud 0,83%; Velocidad variable.

Se ha visto, por tanto, que parece existir una relación entre el caudal del canal de corriente principal y el que se desvía transversalmente por acción de la vibración del tubo para el caso en el que se tiene una velocidad de flujo constante y una amplitud de vibración variable. Sin embargo, resulta interesante saber si ocurre algo similar si se invierten las variables, es decir, se mantiene la amplitud de vibración y se aumenta la velocidad del flujo. Es por esto que se analiza un segundo caso.

Caso 2. – Variación de la amplitud de vibración manteniendo la velocidad constante en 0,21 m/s

Se procede exactamente igual que en el caso anterior. Lo que se esperaría encontrar aquí es un desfase prácticamente constante, ya que la velocidad de entrada ahora no varía. Sin embargo, al variar la vibración del tubo, se modifican los caudales que este desplaza en su movimiento (Q_{Tubo}), por lo que se tendrá que tener en cuenta en los análisis.

En primer lugar, los resultados obtenidos por el programa (o a partir del programa), se muestran en la Tabla 9 mientras que los calculados para el ajuste, aparecen en la Tabla 10.

De nuevo, para la representación gráfica de los resultados, se han de escoger las variables de mayor interés. Se comentó que la velocidad del flujo es constante, por lo que U_{Rg} no va a presentar variaciones. Tampoco variará el caudal que viaja por los canales de corriente (Q_u), por lo que estas dos variables no se van a poder usar ahora como comparación (o no sería del todo recomendable). Sin embargo, lo que sí que varía aquí es el caudal que desplaza el tubo (Q_{Tubo}) y su velocidad (V_t), por tanto, para la representación gráfica se escogen las relaciones V_t/U_g para el eje de abscisas y Q_y/Q_{tubo} para el de ordenadas, puesto que reflejan mejor la variabilidad y posible relación de los parámetros que se analizan ahora.

Tabla 9 Análisis de flujos transversales para distintas amplitudes y velocidad del 0,21 m/s, calculados con el programa

U_u (m/s)	U_{rg}	Amplitud (%)	φ (°)	Q_y (l/s·m)	Q_u (l/s·m)	Q_{Tubo} (l/s·m)
0,21	5,34	0,5	165,3	0,02500	3,42	0,03534
0,21	5,34	0,8	164,7	0,04171	3,42	0,05890
0,21	5,34	2	164,4	0,10042	3,42	0,14137
0,21	5,34	5	166,24	0,23531	3,42	0,35343
0,21	5,34	8	165,42	0,40406	3,42	0,56549
0,21	5,34	11	169,36	0,52149	3,42	0,77754
0,21	5,33	14,3	169,49	0,69195	3,42	1,01081
0,21	5,34	17,7	171,63	0,87252	3,42	1,25114
0,21	5,34	23	166,83	1,20328	3,42	1,62578
0,21	5,34	28	165,24	1,44288	3,42	1,97920

Tabla 10 Resultados de parámetros para la ecuación y desfase de Q_y para amplitud variable y velocidad de 0,21 m/s

U_u (m/s)	U_{rg}	Q_u (l/s·m)	Q_T (l/s·m)	Q_D (l/s·m)	Q_y (l/s·m)	φ (°)
0,21	5,34	3,42	0,00618	0,02421	0,02498	165,7
0,21	5,34	3,42	0,01031	0,04034	0,04164	165,7
0,21	5,34	3,42	0,06185	0,24207	0,24984	165,7
0,21	5,34	3,42	0,09896	0,38731	0,39975	165,7
0,21	5,34	3,42	0,13607	0,53255	0,54966	165,7
0,21	5,34	3,42	0,17689	0,69232	0,71456	165,7
0,21	5,33	3,42	0,21895	0,85692	0,88445	165,7
0,21	5,34	3,42	0,28451	1,11352	1,14929	165,7
0,21	5,34	3,42	0,34636	1,35559	1,39914	165,7
0,21	5,34	3,42	0,06185	0,24207	0,24984	165,7
0,21	5,34	3,42	0,09896	0,38731	0,39975	165,7
0,21	5,34	3,42	0,13607	0,53255	0,54966	165,7
K_T	0,35					
K_D	0,93					

Al igual que antes, se encuentran un par de valores para K_T y K_D que replican, de manera bastante aproximada, el comportamiento encontrado con los datos de la simulación. Así, en la Ilustración 75, se representan los desfases frente a la relación V_t/U_g . Como era de esperar, el desfase obtenido con las fórmulas (azul) es constante, pero el calculado con el programa, aunque variable, presenta un comportamiento muy similar. Pese a que puedan parecer variaciones sustanciales, ha de tenerse en cuenta que el eje de ordenadas empieza en 150° por lo que los máximos desvíos que se están encontrando son de apenas 10° . Como algo curioso, cabe mencionar que la tendencia de la línea roja parecía creciente en un principio pero, a partir de cierto punto, el desfase vuelve a reducirse.

Por otro lado, la Ilustración 76 muestra que la relación entre el caudal transversal y el que desplaza el tubo permanece constante para cualquier amplitud de vibración. Esto quiere decir que, a mayor amplitud de vibración, mayor cantidad de caudal se trasvasa de un lado a otro en una proporción constante.

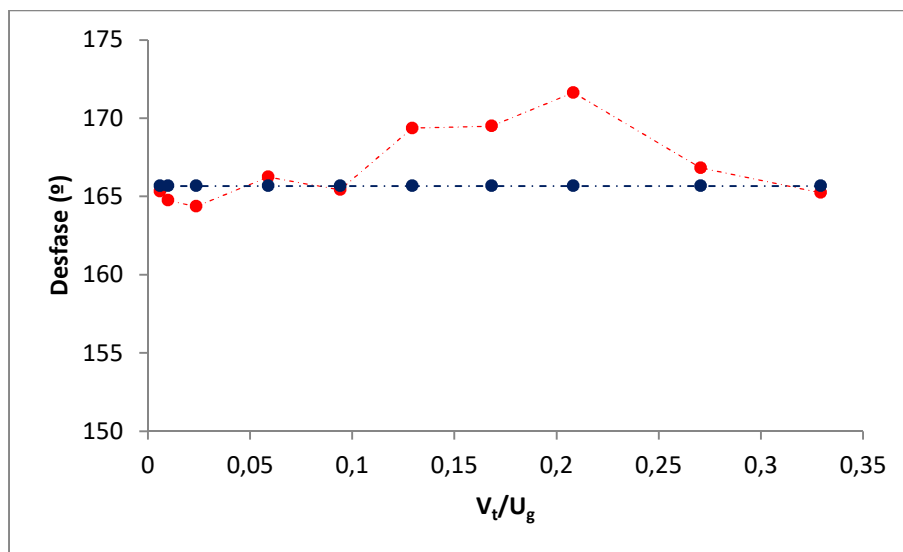


Ilustración 75 Comparación desfases de Q_y . Rojo: obtenida con el programa; Azul: estimación mediante fórmula. Amplitud variable; Velocidad $0,21$ m/s.

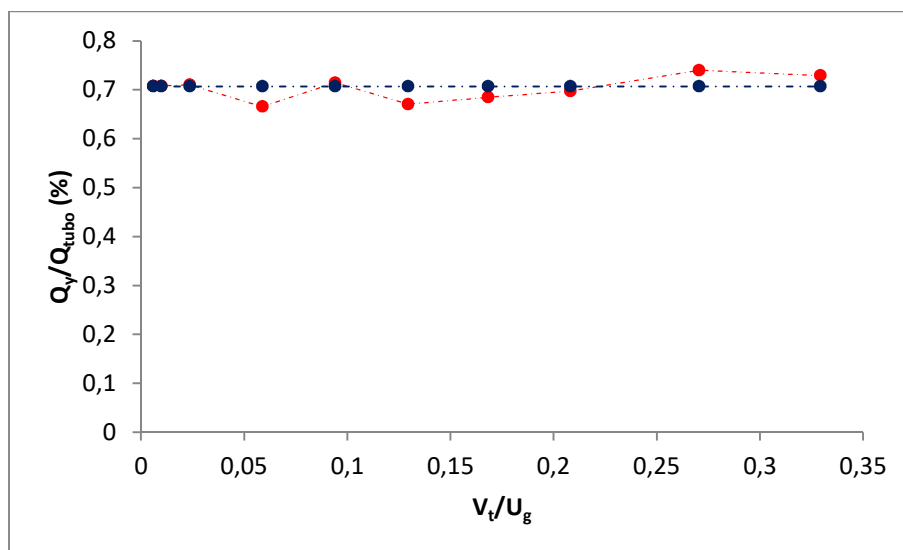


Ilustración 76 Comparación Q_y/Q_u frente a U_{Rg} . Rojo: obtenida con el programa; Azul: estimación mediante fórmula. Amplitud variable; Velocidad $0,21$ m/s.

En conclusión, se han analizado las dos situaciones de interés y se ha comprobado que las hipótesis planteadas se verifican. Por tanto, resulta posible decir que existe un caudal transversal que discurre entre T1 y TV y que está relacionado tanto con la posición del tubo, como con su velocidad. Se han podido determinar la existencia de valores para K_T y K_D que cumplen, para cada caso, las condiciones impuestas de igualdad de amplitudes y desfases en comparación con los resultados previstos.

Por tanto, habiendo verificado el modelo en el apartado anterior y habiendo demostrado que la hipótesis planteada de los caudales transversales es correcta, se puede concluir que la hipótesis de Lever y Weaver de la independencia de los canales de corriente es errónea.

En el siguiente apartado se va a intentar incorporar este resultado a la formulación habitual del modelo para ver qué implicaciones tiene en los resultados esta nueva hipótesis.

Capítulo V

5. Modificación de la Teoría de Lever y Weaver.

En el Capítulo anterior, además de justificar la validez del modelo generado, se plantearon una serie de hipótesis sobre la existencia de un caudal transversal que ponía en contacto los canales de corriente principales que definía el modelo de Lever y Weaver. Se terminó demostrando que la hipótesis de su independencia era errónea, ya que fue posible verificar de manera numérica que, efectivamente, este caudal existe y responde a los planteamientos expuestos. En el presente capítulo se va un paso más allá, ya que se procederá a implementar esta hipótesis en el modelo.

El capítulo comienza describiendo las bases del modelo de Lever y Weaver en detalle para luego continuar con la implementación de los caudales transversales en la formulación teórica del mismo. Por último, se programan los distintos modelos (Lever y Weaver, Yetisir y Weaver y Caudales) y se analizan las diferencias entre ellos y los resultados obtenidos con las simulaciones CFD.

5.1. Modelo de Lever y Weaver.

En apartados anteriores se comentó muy someramente que, entre los distintos modelos desarrollados para intentar explicar el fenómeno de la IFE, se encuentra el de Lever y Weaver [44] [2] [3]. Si bien es cierto que muchos de los modelos que se venían desarrollando predecían, mejor o peor, los umbrales de inestabilidad, Lever y Weaver vieron que el mayor problema asociado a estos modelos semi-empíricos, tanto los cuasi-estacionarios como los no estacionarios, era que todos los coeficientes relevantes de las

fuerzas fluidas debían ser medidos en todas y cada una de las filas. En el caso de los no estacionarios, además, era necesario hacerlo en todo el rango de velocidades reducidas de interés.

Por tanto, Lever y Weaver propusieron un modelo sencillo que permitía predecir los umbrales de estabilidad de una agrupación de tubos. Las simplificaciones asumidas se basaban en verificaciones experimentales previas y los resultados se comparaban con los obtenidos experimentalmente para configuraciones triangulares paralelas. Es decir, el objetivo de estos autores era desarrollar un modelo en el que no se necesiten medir los coeficientes de las fuerzas fluidas.

5.1.1 Hipótesis y planteamiento

Lever y Weaver [44] llevaron a cabo una serie de experimentos en una agrupación de tubos sometidos a flujo cruzado de aire. La configuración era triangular paralela con una relación paso diámetro de 1,375 (Ilustración 77); la velocidad de flujo se medía aguas arriba y se analizaba la vibración del tubo (M).

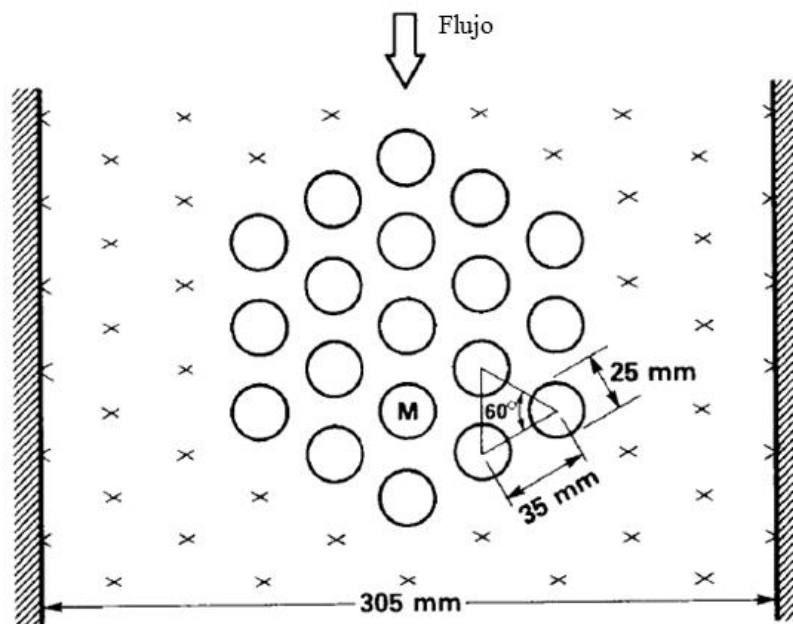


Ilustración 77 Esquema de configuración. (M) es el tubo monitorizado, los círculos, son tubos flexibles y las "X" representan tubos rígidos (Lever y Weaver, 1982).

En un primer momento, se determinó el umbral de estabilidad de todo el conjunto (los 19 tubos centrales vibraban libremente) y, después, se comparó el resultado cuando solamente uno lo hacía. Ambas experimentaciones arrojaron prácticamente los mismos resultados (Ilustración 78), lo que era acorde a lo que Weaver y Goyder [85] habían demostrado anteriormente. A esta misma conclusión llegaron Weaver y Koroyannakis [31] usando agua en lugar de aire. Por otra parte, Tanaka y Takahara [42] demostraron que las fuerzas que se generan alrededor de un tubo debidas a su propio movimiento son del orden de 4 a 5 veces superiores a las que se generan en este por el movimiento de los tubos vecinos, por lo que la influencia de estos últimos podría considerarse insignificante, al menos en un entorno del umbral de estabilidad.

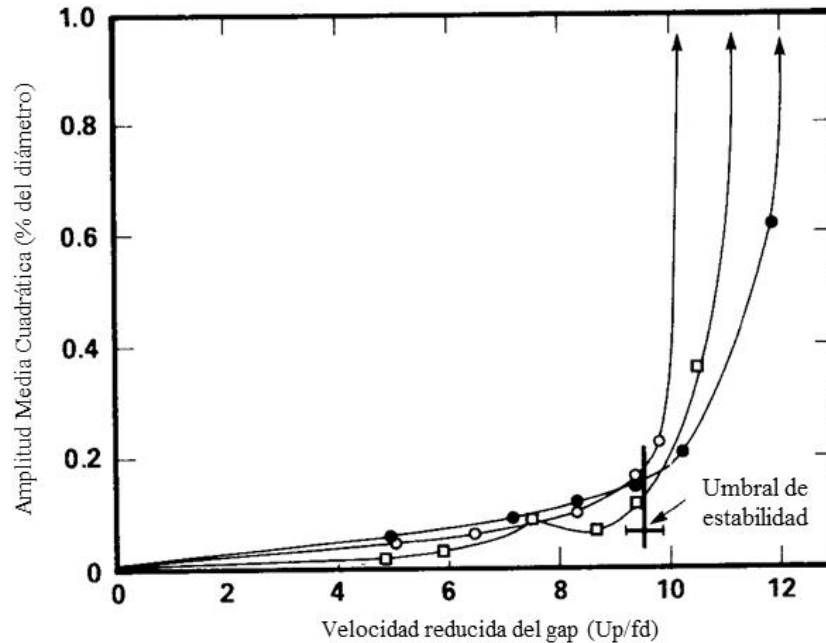


Ilustración 78 Curvas de Amplitud (Leaver y Weaver, 1982). Círculo blanco, tubos flexibles; círculo negro, tubos fijos; cuadrado blanco, 6 filas y tubo flexible en 4ª fila.

Estas dos conclusiones resultaron de gran interés ya que ayudaron a simplificar el modelo: era suficiente con analizar un único tubo libre y era posible obviar la influencia de los tubos adyacentes en la vibración de este. Sin embargo, la presencia de estos últimos resulta fundamental, pues un único tubo en un flujo uniforme, no llega a desarrollar la IFE. Lever y Weaver dedujeron entonces que la distribución regular de los tubos debía crear un patrón de flujo alrededor de cada cilindro muy diferente al que se da en la situación en la que este está solo.

Tras realizar un análisis visual de varias fotografías donde se estudió cómo se distribuía el flujo entre los cilindros, se observó que, efectivamente, existía uno particularmente uniforme entre estos, con unos canales de corriente principales que serpenteaban entre los tubos y que parecían ser independientes unos de otros. El esquema es similar al que se muestra en la Ilustración 16. Con estos resultados en mente, diseñaron un experimento como el que se muestra en la Ilustración 79, en donde se presenta un conjunto de 6 filas de tubos, uno de los cuales, el marcado con una M, está sujeto a monitorización. Para minimizar las interferencias en el flujo a través de los cilindros, se dispone de unas placas de separación que atraviesan la zona central de las columnas de tubos adyacentes a M, de modo que se evitan las posibles interferencias de los canales de flujo adyacentes. El experimento se lleva a cabo con todos los tubos rígidos excepto uno y las conclusiones a las que se llegan son las siguientes:

- El mecanismo responsable de la inestabilidad de un tubo flexible en una agrupación donde todos los demás son rígidos, es el mismo que hace que todo el sistema se vuelva inestable cuando todos los tubos son libres, haciendo que cada tubo desarrolle la inestabilidad de manera independiente. La interacción entre los tubos solamente ocurre cuando los parámetros del sistema se encuentran en la región de post-estabilidad, por lo que no resulta una variable fundamental.

- El papel de los tubos que rodean al flexible es el de definir el flujo que “ve” este. Solamente es necesario considerar, pues, el tubo que vibra y los dos flujos que discurren por los canales principales para modelizar los parámetros esenciales de este sistema.

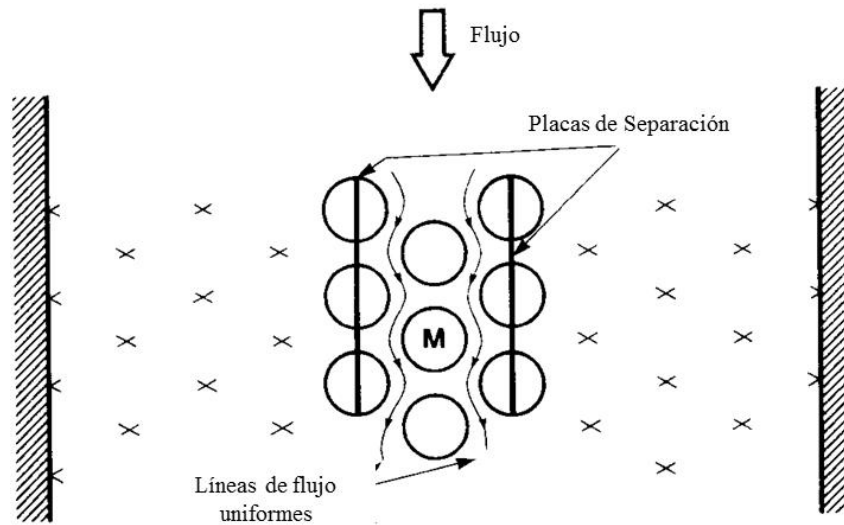


Ilustración 79 Modelo experimental de Lever y Weaver (1982). "M" es el tubo monitorizado.

Gracias a este experimento, Lever y Weaver pudieron diseñar un modelo fluido dinámico-estructural para el estudio de la IFE, llegando incluso a establecer otras simplificaciones, basadas en evidencias, que reducían aún más la complejidad del mismo, como son las siguientes:

- La amplitud de vibración del tubo por debajo del umbral de estabilidad es del orden de $0,01 \cdot d$, incluso en las últimas filas. Esto se traduce en que el modelo puede ser analizado a pequeña escala y usar ecuaciones lineales [24], [85], [31], [42].
- La vibración del tubo se considera solamente en la dirección perpendicular al flujo de corriente [85], [42], [86], [87].
- El movimiento de un tubo cerca del umbral de estabilidad se considera un movimiento armónico con una frecuencia determinada. Por tanto, se puede usar un modelo lineal con un único grado de libertad para describir este movimiento. Del mismo modo, cualquier perturbación de tipo no estacionaria que genere este movimiento en el fluido puede asumirse que tiene una dependencia temporal de tipo armónico cuya frecuencia sería también la del tubo.
- Solamente se consideran condiciones de inestabilidad dinámica [85].
- Se asume que el mecanismo de excitación fluido-elástico no depende de fenómenos de estela, por lo que solamente se analizan las perturbaciones sobre la superficie de los tubos.

5.1.2 Ecuaciones de flujo no estacionario

En base a todas estas hipótesis, Lever y Weaver [2] definieron una “celda unidad” para describir el mecanismo de excitación Ilustración 80). Esta celda consiste en un único tubo flexible a cuyo alrededor se distribuyen, de manera simétrica, los tubos vecinos. El tubo libre desarrolla un movimiento armónico de

ecuación $y(t) = y_0 \cdot \text{sen}(\omega t)$ en la dirección transversal al flujo. Los límites de esta celda los determinan las líneas de flujo a-c y b-d a ambos lados del tubo.

Se asume que el fluido que entra en la celda a través de *a-a* y *b-b* (secciones definidas por las posiciones aparentes de los tres tubos más cercanos aguas arriba), es incompresible y no-viscoso. Cuando el tubo no vibra, el flujo de cada canal pasa por el lado correspondiente, definiendo zonas de estela, tanto aguas arriba como aguas abajo de este tubo. Debido a la vibración del cilindro, las áreas de estos dos tubos de corriente (A_i) variarán en función de la posición s y del instante de tiempo t considerados, siendo s la coordenada curvilínea con origen en el centro del cilindro. Como consecuencia de estas asunciones, los tubos de corriente no deberían ser simétricos con respecto a $s=0$.

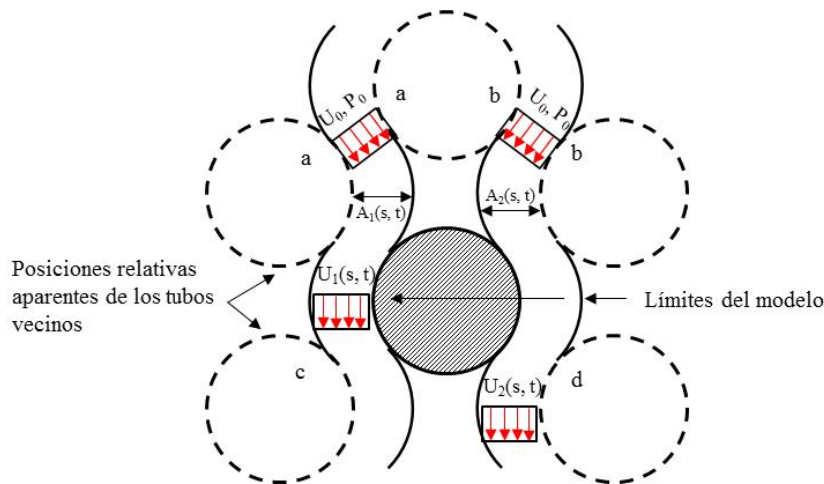


Ilustración 80 Celda unidad para el modelo de Lever y Weaver (Lever y Weaver, 1986).

Lever y Weaver asumieron entonces que, dado que las relaciones paso-diámetro habituales son relativamente pequeñas, lo que se traduce en unos tubos de corriente muy estrechos y alargados, era posible describir el flujo con ecuaciones de flujo unidimensionales. Además, puesto que el cilindro vibraba solamente en la dirección transversal, las variaciones de presión alrededor del mismo resultaban de gran interés.

Por otro lado, al asumir que la amplitud de vibración es muy pequeña, el modelo puede ser linealizado. Se pueden definir las ecuaciones que determinan el área, la velocidad y la presión en los tubos de corriente mediante expresiones relativamente sencillas compuestas por dos sumandos. El primero de ellos sería un término de primer orden que representaría las condiciones en estado estacionario, con un tubo sin movimiento. Sus valores podrían calcularse con la única información de la geometría de la celda unidad y las condiciones de entrada. El segundo, sería un término de segundo orden que representaría la perturbación, por lo que su valor sería relativamente pequeño comparado con los valores del estado estacionario. Estos últimos, además, tendrían una dependencia temporal armónica con la frecuencia del tubo, pero con amplitudes y fases que serían función de la posición. De esta forma, Lever y Weaver definen las siguientes ecuaciones para la sección (28), la velocidad (29) y la presión (30):

$$A(s, t) = \bar{A}(s) + a(s) \cdot \text{sen}(\omega t + \psi(s)) = \bar{A}(s) + a(s, t) \quad (28)$$

$$U(s, t) = \bar{U}(s) + u(s) \cdot \text{sen}(\omega t + \varphi(s)) = \bar{U}(s) + u(s, t) \quad (29)$$

$$P(s, t) = \bar{P}(s) + p(s) \cdot \text{sen}(\omega t + \phi(s)) = \bar{P}(s) + p(s, t) \quad (30)$$

Tal y como se mencionó antes, el primer sumando de cada ecuación se puede obtener de la geometría de la celda unidad y las condiciones de entrada mediante la aplicación de las ecuaciones de continuidad y Bernoulli, sin embargo, el entendimiento y cálculo de los términos relativos a la perturbación, necesitan de un análisis algo más en profundidad.

Para explicarlo, Lever y Weaver [44] usaron un esquema similar al representado en la Ilustración 81 en donde se muestra una placa plana (espesor despreciable), situada inicialmente a lo largo de la línea central de un canal de paredes paralelas a la placa. Considerando el flujo entrante como uniforme e incompresible, este se distribuye de manera simétrica alrededor de la placa formando dos tubos de corriente, de modo que las velocidades a ambos lados son iguales (Ilustración 81 a). En cierto instante de tiempo $t=0$, la placa cambia súbitamente a una posición $y=y_0$, cuyo valor es muy pequeño en comparación con A_0 inicial. Dado que el fluido tiene inercia finita, el flujo másico a cada lado seguirá siendo el mismo, sin embargo, puesto que las áreas han cambiado, las condiciones de continuidad requieren que las velocidades ya no sean iguales (Ilustración 81b).

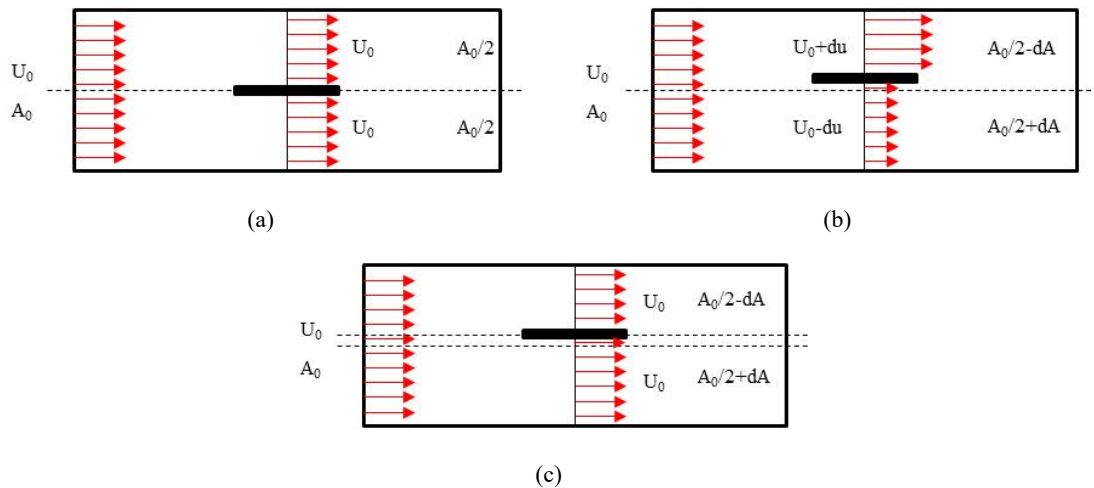


Ilustración 81 Comportamiento transitorio del flujo alrededor de una placa.

Si se desprecian términos de orden superior, por continuidad se obtiene que la perturbación de la velocidad en el instante $t=0$ es:

$$u = \frac{y_0}{A_0} \cdot U_0 \quad (31)$$

Para equilibrar las pérdidas de carga dependientes de la velocidad, el flujo tenderá a redistribuirse alrededor de la placa de manera que las velocidades a ambos lados volverán a ser iguales, es decir, que la discontinuidad en la velocidad que había para $t=0$, termina por desaparecer y se alcanza de nuevo el equilibrio. En esta situación (Ilustración 81 c), ha de observarse como la perturbación se ha propagado tanto aguas arriba como aguas abajo con cierto retraso, ya que la línea que separa los tubos de corriente se ha desplazado, toda ella, una distancia y_0 respecto de su posición inicial. El movimiento de esta línea siguiendo al de la placa caracteriza el comportamiento transitorio del sistema. Según White [88], el tiempo adimensional relevante a este transitorio para el flujo incompresible de un fluido con inercia finita puede expresarse de la siguiente manera:

$$t^* = \frac{U_0}{l_0} \cdot t \quad (32)$$

Donde l_0 es la longitud de corriente en consideración. Si esto es así, el desfase real entre el movimiento de la placa y su línea de corriente se puede expresar como:

$$\tau = \frac{l_0}{U_0} \quad (33)$$

Se puede considerar ahora que la placa lleva un movimiento armónico de oscilación de frecuencia ω . De ser así, el movimiento de la línea de corriente que pasa por la placa, lo seguirá con un retraso (debido a la inercia del fluido) que será proporcional a $\omega\tau$, es decir, a $\omega \cdot l_0/U_0$. Además, este retraso $\Psi(s)$ deberá ser nulo en la zona de la placa e ir aumentando a medida que uno se aleja de esta. Asimismo, la amplitud del movimiento de cada punto de la línea de corriente será menor que la amplitud de la oscilación de la placa y debería ir atenuándose con la distancia, sin embargo, Lever y Weaver no consideraron este punto en este primer modelo. Como primera aproximación, por tanto, se supuso que el retraso entre la vibración del tubo y el consiguiente cambio en el área del tubo de corriente puede expresarse como una función de la constante de tiempo para el caso transitorio que varía linealmente desde el punto de contacto con el cilindro hasta la entrada de la celda unidad:

$$\bar{\psi} = \omega \cdot l_0/U_0 \quad (34)$$

$$\psi(s) = \bar{\psi} \cdot \frac{(s + x_1)}{(s_1 - x_1)} \Leftrightarrow -s_1 \leq s \leq -x_1 \quad (35)$$

En donde:

- s es la coordenada curvilínea (negativa aguas arriba).
- s_1 es la coordenada de la entrada de la celda (llevaría signo negativo).
- x_1 es la coordenada del punto de contacto del tubo de flujo con el cilindro (tendría signo negativo).
- l_0 es una longitud de corriente de flujo que se define en función de la configuración del haz y de la relación paso / diámetro.

Del mismo modo, la magnitud $a(s)$ que se refiere al cambio de área armónico, podría expresarse como:

$$a(s) = y_0 \cdot \frac{\bar{A}(s)}{A_0} \quad (36)$$

De manera que, introduciendo (35) en (28), se obtendría:

$$A(s, t) = \bar{A}(s) + a(s, t) = \bar{A}(s) + y_0 \cdot \frac{\bar{A}(s)}{A_0} \cdot \text{sen} \left(\omega t + \bar{\psi} \cdot \frac{(s + x_1)}{(s_1 - x_1)} \right) \quad (37)$$

Puesto que la coordenada s es negativa aguas arriba, $\Psi(s)$ será también negativo, por lo que las perturbaciones producidas en el flujo van retrasadas respecto a las vibraciones del tubo, tal y como se requería.

En la expresión (37) el primer sumando representa la distribución de áreas en el caso estacionario, cuando no hay vibración del cilindro. Para simplificar su cálculo, y puesto que es necesario dar un valor para poder realizar los cálculos, Lever y Weaver asumieron que podría asumirse como la constante A_0 . El segundo término son las variaciones del área debidas a la oscilación del tubo. Aplicando equivalencias matemáticas, el término del seno podría escribirse de la siguiente manera:

$$\text{sen} \left(\omega t + \bar{\psi} \cdot \frac{(s + x_1)}{(s_1 - x_1)} \right) = e^{i\omega t} \cdot e^{i\psi(s)} \quad (38)$$

Por tanto, si se tiene en cuenta el párrafo anterior y la ecuación (38), se podría reescribir (37) de la siguiente manera:

$$A(s, t) = \bar{A}(s) + a(s, t) = A_0 + y_0 \cdot e^{i\omega t} \cdot e^{i\psi(s)} = A_0 + a(s) \cdot e^{i\omega t} \quad (39)$$

De esta manera, la variación del área del tubo de flujo queda perfectamente definida.

5.1.3 Estimación de la Fuerza no estacionaria.

Para la obtención de la fuerza sobre la superficie del cilindro, se aplicarán las ecuaciones de continuidad para obtener las fluctuaciones de velocidad y, después, la ecuación de momentos, con la que se obtendrá una expresión para las fluctuaciones presión. Integrando la presión a lo largo de la superficie del cilindro se obtendría una expresión para la estimación de la fuerza no estacionaria.

Si se aplica la ecuación de continuidad para fluido incompresible unidimensional [89]:

$$\frac{\partial A(s, t)}{\partial t} + \frac{\partial [A(s, t) \cdot U(s, t)]}{\partial s} = 0 \quad (40)$$

Y se integra desde la entrada de la celda hasta la posición s , se tiene:

$$\int_{-s_1}^s \frac{\partial A(s, t)}{\partial t} ds + A(s, t) \cdot U(s, t) - A(-s_1, t) \cdot U(-s_1, t) = 0 \quad (41)$$

Para resolver la ecuación (41) se ha de tener en cuenta que las expresiones para $A(s, t)$ no son iguales en todo el recorrido, sino que, debido a las condiciones de inercia del fluido que se han impuesto, el desfase solamente está presente en posiciones anteriores al punto de contacto entre el tubo de corriente y el cilindro, siendo nulo a partir de ese momento. Por tanto, se deberá dividir el proceso en dos etapas.

Antes del tubo ($-s_1 \leq s \leq -x_1$)

Para resolver la ecuación (41), en este caso se debe tener en cuenta que $A(s, t)$ viene definida según la ecuación (28), es decir, hay un desfase entre el movimiento del cilindro y la variación de la sección del tubo de corriente. Además de esto, se cumple:

$$A(-s_1, t) = A_0 \quad (42)$$

$$U(-s_1, t) = U_0 \quad (43)$$

$$\int_{-s_1}^s \frac{\partial A(s, t)}{\partial t} ds = \int_{-s_1}^s a(s) \cdot i\omega \cdot e^{i\omega t} ds = i\omega \cdot e^{i\omega t} \cdot \int_{-s_1}^s a(s) ds \quad (44)$$

$$A(s, t) \cdot U(s, t) = A_0 \cdot \bar{U}(s) + A_0 \cdot u(s, t) + \bar{U}(s) \cdot a(s, t) \quad (45)$$

Es decir, que los valores del área y la velocidad a la entrada de la celda ($-s_1$) son, precisamente, los valores del estado estacionario. Si se introducen todas estas condiciones/ecuaciones en (41):

$$i\omega \cdot e^{i\omega t} \cdot \int_{-s_1}^s a(s) ds + A_0 \cdot \bar{U}(s) + A_0 \cdot u(s, t) + \bar{U}(s) \cdot a(s, t) = A_0 \cdot U_0 \quad (46)$$

Si ahora se igualan los términos de primer orden referentes al estado estacionario por un lado y los términos de segundo orden referidos a la fluctuación por otro, se obtienen las siguientes expresiones:

$$i\omega \cdot e^{i\omega t} \cdot \int_{-s_1}^s a(s) ds + A_0 \cdot u(s, t) + \bar{U}(s) \cdot a(s, t) = 0 \quad (47)$$

$$A_0 \cdot \bar{U}(s) = A_0 \cdot U_0 \quad (48)$$

De donde se deduce que, según (48):

$$\bar{U}(s) = U_0 \quad (49)$$

Por lo que (47) quedaría:

$$i\omega \cdot e^{i\omega t} \cdot \int_{-s_1}^s a(s) ds + A_0 \cdot u(s, t) + U_0 \cdot a(s, t) = 0 \quad (50)$$

Por otra parte, si se tiene en cuenta la equivalencia realizada en la ecuación (38), se puede reescribir (29) de la siguiente manera:

$$U(s, t) = \bar{U}(s) + u(s) \cdot \text{sen}(\omega t + \varphi(s)) = U_0 + u(s) \cdot e^{i\omega t} \cdot e^{i\varphi(s)} = U_0 + u(s) \cdot e^{i\omega t} \quad (51)$$

Donde $u(s)$ agrupa a todos los términos dependientes de s correspondientes a la fluctuación.

Con esto, $u(s, t)$ de la expresión (50) puede sustituirse por $u(s) \cdot \exp(i\omega t)$ y, con (39), $a(s, t)$ por $a(s) \cdot \exp(i\omega t)$. Por tanto, se podría reescribir de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} i\omega \cdot e^{i\omega t} \cdot \int_{-s_1}^s a(s) ds + A_0 \cdot u(s) \cdot e^{i\omega t} + U_0 \cdot a(s) \cdot e^{i\omega t} &= 0 \Leftrightarrow \\ \Leftrightarrow i\omega \int_{-s_1}^s a(s) ds + A_0 \cdot u(s) + U_0 \cdot a(s) &= 0 \end{aligned} \quad (52)$$

De modo que se podría calcular ahora una expresión para $u(s)$:

$$u(s) = \frac{1}{A_0} \cdot \left[-i\omega \int_{-s_1}^s a(s) ds - U_0 \cdot a(s) \right] \quad (53)$$

Una vez completamente especificada la distribución de velocidades del flujo, se pueden calcular las variaciones de presión en el tubo de corriente mediante el empleo de una ecuación de cantidad de movimiento adecuada. Para tener en cuenta las pérdidas viscosas en el flujo turbulento principal, Lever y Weaver [44] introducen un término resistente que es proporcional al cuadrado de la velocidad local en

una ecuación de cantidad de movimiento unidimensional y no estacionaria ($h/2s_0 \cdot U^2(s,t)$). Este término resistente se corresponde a la suposición de que la resistencia en el flujo no estacionario en cualquier instante es igual a la resistencia en flujo estacionario a la misma velocidad. Esta expresión representa una forma razonable de tener cuenta las pérdidas viscosas en la corriente principal, aunque, en líneas generales, esto no es del todo preciso. La ecuación mencionada se escribe de la siguiente forma:

$$\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial P(s,t)}{\partial s} + U(s,t) \cdot \frac{\partial U(s,t)}{\partial s} + \frac{\partial U(s,t)}{\partial t} + \frac{h}{2 \cdot s_0} \cdot U^2(s,t) = 0 \quad (54)$$

Donde s_0 es la distancia a lo largo del tubo de corriente entre dos cilindros consecutivos y h el coeficiente de resistencia.

Integrada quedaría:

$$\begin{aligned} \int_{-s_1}^s \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial P(s,t)}{\partial s} ds + \int_{-s_1}^s U(s,t) \cdot \frac{\partial U(s,t)}{\partial s} ds + \int_{-s_1}^s \frac{\partial U(s,t)}{\partial t} ds + \int_{-s_1}^s \frac{h}{2 \cdot s_0} \cdot U^2(s,t) ds = 0 \Leftrightarrow \\ \Leftrightarrow \frac{P(s,t)}{\rho} + \frac{U^2(s,t)}{2} + \int_{-s_1}^s \frac{\partial U(s,t)}{\partial t} ds + \frac{h}{2s_0} \cdot \int_{-s_1}^s U^2(s,t) ds = \frac{P_0}{\rho} + \frac{U_0^2}{2} \end{aligned} \quad (55)$$

Teniendo en cuenta que la expresión de $P(s,t)$ en (30) puede expresarse también como:

$$P(s,t) = \bar{P}(s) + p(s) \cdot e^{i\omega t} \cdot e^{i\phi(s)} = \bar{P}(s) + p(s) \cdot e^{i\omega t} \quad (56)$$

Y que $U(s,t)$ se representa por (51), se puede resolver (55) y obtener:

$$\begin{aligned} \frac{\bar{P}(s) + p(s) \cdot e^{i\omega t}}{\rho} + \frac{U_0^2 + 2 \cdot U_0 \cdot u(s) \cdot e^{i\omega t}}{2} + i\omega e^{i\omega t} \cdot \int_{-s_1}^s u(s) ds + \\ + \frac{h}{2s_0} \cdot \left[U_0^2 \cdot (s - (-s_1)) + 2 \cdot U_0 \cdot e^{i\omega t} \cdot \int_{-s_1}^s u(s) ds \right] = \frac{P_0}{\rho} + \frac{U_0^2}{2} \end{aligned} \quad (57)$$

Los términos estacionarios de primer orden y los no estacionarios de segundo, dan lugar a dos expresiones distintas:

$$\begin{aligned} \frac{\bar{P}(s)}{\rho} + \frac{U_0^2}{2} + \frac{h \cdot U_0^2}{2s_0} \cdot (s + s_1) = \frac{P_0}{\rho} + \frac{U_0^2}{2} \Leftrightarrow \\ \Leftrightarrow P_0 - \bar{P}(s) = \frac{h \cdot U_0^2}{2s_0} \cdot \rho \cdot (s + s_1) \end{aligned} \quad (58)$$

$$\begin{aligned} \frac{p(s) \cdot e^{i\omega t}}{\rho} + \frac{2 \cdot U_0 \cdot u(s) \cdot e^{i\omega t}}{2} + i\omega e^{i\omega t} \cdot \int_{-s_1}^s u(s) ds + \frac{h}{2s_0} \cdot \left[2 \cdot U_0 \cdot e^{i\omega t} \cdot \int_{-s_1}^s u(s) ds \right] = 0 \Leftrightarrow \\ \Leftrightarrow \frac{p(s)}{\rho} + U_0 \cdot u(s) + \int_{-s_1}^s u(s) ds \cdot \left[i\omega + \frac{h \cdot U_0}{s_0} \right] = 0 \Leftrightarrow \\ \Leftrightarrow p(s) = -\rho \cdot \left[U_0 \cdot u(s) + \int_{-s_1}^s u(s) ds \cdot \left[i\omega + \frac{h \cdot U_0}{s_0} \right] \right] \end{aligned} \quad (59)$$

En la zona de contacto del tubo ($-x_1 \leq s \leq -x_2$)

En este caso, las ecuaciones a aplicar serán las mismas que en el caso anterior ((40) y (54)), con la única salvedad de que ahora, la variación de la sección del tubo de corriente no lleva desfase respecto al movimiento del tubo, sino que se produce a la vez. Por tanto, la ecuación (28) ahora pasa a escribirse del siguiente modo:

$$A(s, t) = A_0 + y_0 \cdot e^{i\omega t} \quad (60)$$

Introduciendo esto en (40) y desarrollando, se obtendría:

$$\begin{aligned} \int_{-x_1}^{x_2} \frac{\partial A(s, t)}{\partial t} ds + A(s, t) \cdot U(s, t) - A(-x_1, t) \cdot U(-x_1, t) &= 0 \Leftrightarrow \\ \Leftrightarrow i\omega y_0 \cdot e^{i\omega t} \cdot [s - (-x_1)] + A_0 \cdot u(s) \cdot e^{i\omega t} - A_0 \cdot u(-x_1) \cdot e^{i\omega t} &= 0 \Leftrightarrow \\ \Leftrightarrow u(s) = u(-x_1) - \frac{i\omega y_0}{A_0} \cdot [s - (-x_1)] & \quad (61) \end{aligned}$$

Ahora bien, para que en la transición de una zona a otra exista continuidad, el valor de $u(-x_1)$ deberá venir definido por el valor de (53) cuando $s=-x_1$. Por tanto:

$$u(-x_1) = \frac{1}{A_0} \cdot \left[-i\omega \int_{-s_1}^{-x_1} a(s) ds - U_0 \cdot a(-x_1) \right] \quad (62)$$

Y sustituyendo en (61):

$$\begin{aligned} u(s) = \frac{1}{A_0} \cdot \left[-i\omega \int_{-s_1}^{-x_1} a(s) ds - U_0 \cdot a(-x_1) \right] - \frac{i\omega y_0}{A_0} \cdot [s - (-x_1)] &\Leftrightarrow \\ \Leftrightarrow u(s) = \frac{1}{A_0} \cdot \left[-i\omega \int_{-s_1}^{-x_1} a(s) ds - U_0 \cdot a(-x_1) - i\omega y_0 \cdot [s - (-x_1)] \right] & \quad (63) \end{aligned}$$

Para el cálculo de la presión, el desarrollo es el mismo, llegándose de nuevo a la ecuación (59)

$$p(s) = -\rho \cdot \left[U_0 \cdot u(s) + \int_{-s_1}^s u(s) ds \cdot \left[i\omega + \frac{h \cdot U_0}{s_0} \right] \right]$$

Se ha de tener en cuenta ahora que $u(s)$ vendrá definida por la ecuación (63).

Teniendo ahora la expresión de la distribución normalizada de presiones en función de distintos parámetros, se podría obtener una ecuación para la estimación de la fuerza que actúa sobre el cilindro. Para ello sería suficiente con integrar $P(s)$ entre los puntos de contacto y separación del flujo.

Lever y Weaver [3] asumieron en sus hipótesis que la vibración del tubo ocurría en la dirección transversal al flujo, por tanto, se debería calcular únicamente la componente de la fuerza en esa dirección. Sin embargo, consideraron que el error cometido era pequeño y asumible, por lo que no se introdujo esta corrección. Del mismo modo, asumieron que los puntos de contacto y separación del flujo eran simétricos respecto de $s=0$.

Con el objetivo de ser lo más precisos posible, no se tendrán en cuenta estas simplificaciones: se realizará la integral entre los puntos $-x_1$ y x_2 y se calculará la componente vertical de la presión. Por tanto, la ecuación quedaría de la siguiente manera:

$$F_T(t) = \int_{-x_1}^{x_2} P(s, t) \cdot \cos\beta(s) ds \quad (64)$$

En donde $\beta(s)$ es el ángulo entre la normal al cilindro y la transversal para $s=0$. Al igual que en las ecuaciones anteriores, la resolución de (64), tendrá unos términos referidos al estado estacionario y otros al no estacionario, pero no se considera necesario seguir el desarrollo puesto que las bases del modelo quedan suficientemente explicadas ya.

5.1.4 Análisis de Estabilidad

Conocidas las fuerzas fluidodinámicas actuantes sobre los tubos, es posible plantear la ecuación general que rige sus movimientos para analizar las condiciones de estabilidad. Puesto que el tubo realiza oscilaciones armónicas, su ecuación del movimiento puede escribirse como:

$$m\ddot{y} + c\dot{y} + ky = \sum \text{Fuerzas fluidas} \quad (65)$$

Donde m es la masa estructural (que incluye la masa de un posible fluido interno y la masa añadida por el fluido exterior), c es el coeficiente de amortiguamiento y k el de rigidez. Por otra parte, los coeficientes y , \dot{y} e \ddot{y} son, respectivamente, las ecuaciones del movimiento, velocidad y aceleración del tubo. Puesto que este sigue una oscilación de tipo armónico, se puede escribir:

$$\begin{aligned} y &= y_0 \cdot e^{i\omega t} \\ \dot{y} &= i\omega y_0 \cdot e^{i\omega t} \\ \ddot{y} &= -\omega^2 y_0 \cdot e^{i\omega t} \end{aligned} \quad (66)$$

De modo que (65) queda:

$$-m \cdot \omega^2 y_0 e^{i\omega t} + c \cdot i\omega y_0 e^{i\omega t} + k \cdot y_0 \cdot e^{i\omega t} = \sum \text{Fuerzas fluidas} \quad (67)$$

Por otra parte, Lever y Weaver [44] establecen también que las fuerzas fluidas tienen dos componentes, una en fase con la posición del tubo y otra con la velocidad, de modo que si se desarrolla (67) se puede prescindir del término exponencial y expresarse del siguiente modo:

$$\begin{aligned} -m \cdot \omega^2 y_0 + c \cdot i\omega y_0 + k \cdot y_0 &= F_y + F_{\dot{y}} \Leftrightarrow \\ \Leftrightarrow -m \cdot \omega^2 y_0 + (c \cdot i\omega y_0 - F_{\dot{y}}) + (k \cdot y_0 - F_y) &= 0 \end{aligned} \quad (68)$$

Es decir que la fuerza actuante sobre el cilindro debida a la redistribución del flujo, reduce los términos de amortiguamiento y rigidez del sistema.

Se impone a continuación una vibración a la frecuencia natural al tubo. En estas condiciones, el valor del coeficiente de amortiguamiento del sistema es el que determina la evolución del mismo, de modo que si es positivo, el sistema es estable, mientras que si es negativo, dará lugar al desarrollo de la IFE. Esta situación se conoce como inestabilidad dinámica. Por tanto, el valor umbral o límite de inestabilidad, se corresponde con un parámetro de amortiguamiento nulo, es decir

$$c \cdot \omega y_0 - F_{\dot{y}} = 0$$

$$c = \frac{F_{\dot{y}}}{\omega y_0} \quad (69)$$

Para sistemas con amortiguamiento pequeño, suficientemente menor del amortiguamiento crítico, este se puede relacionar con su decremento logarítmico (δ) mediante la siguiente relación (Timoshenko et al. [90]):

$$\delta = \frac{c \cdot \pi}{m \cdot \omega} \quad (70)$$

Por otra parte, el parámetro masa-amortiguamiento del sistema se representa por:

$$\frac{m \cdot \delta}{\rho \cdot d^2} \quad (71)$$

Que, sustituyendo por (70) y después por (69):

$$\frac{m \cdot \delta}{\rho \cdot d^2} = \frac{m}{\rho \cdot d^2} \cdot \frac{c \cdot \pi}{m \cdot \omega} = \frac{F_{\dot{y}} \cdot \pi}{\rho \cdot d^2 \cdot \omega^2 \cdot y_0} \quad (72)$$

5.1.5 Modelo de Yetisir y Weaver

Yetisir y Weaver [46] ampliaron este mismo modelo usando también una celda de control similar con para una configuración triangular paralela con relación paso/diámetro de 1,375. La principal característica de este planteamiento que, en esencia, es el mismo que usaron Lever y Weaver, es que se intenta incorporar una función de atenuación de la perturbación aguas arriba y abajo, a la vez que se dota al sistema de dos grados de libertad. Esta atenuación deberá hacer que la perturbación sea nula a cierta distancia y que vaya creciendo a medida que nos acercamos al tubo, donde adquiere su valor máximo. Esto hará que las perturbaciones en la velocidad y la presión vayan variando en la misma línea.

Las ecuaciones básicas que se plantean son las mismas vistas con Lever y Weaver con la salvedad de que, en el término fluctuante, se incorpora esta nueva función de atenuación $f(s)$.

$$A(s, t) = \bar{A}(s) + a(s, t) = A_0 + a(s) \cdot f(s) \cdot e^{i\varphi(s)} \cdot e^{i\omega t} \quad (73)$$

Planteando ahora las ecuaciones de continuidad y momentos, se llegaría a la obtención de las ecuaciones correspondientes a las fluctuaciones de la velocidad y presión, con la particularidad de incluir ahora el parámetro de atenuación.

Al igual que en el caso de Lever y Weaver, se integra la presión sobre el tubo para la obtención de la fuerza para después plantear las ecuaciones del movimiento del tubo y llegar, finalmente, a la representación gráfica de los campos de estabilidad.

Según Yetisir y Weaver la función $f(s)$ se definiría de la siguiente manera:

$$f(s) = \begin{cases} 1, & -s_a < s < s_s \\ \frac{1}{1 + B \cdot (s_a + s)^A}, & s \leq -s_a \end{cases} \quad (74)$$

En donde s_a y s_s son los puntos de contacto y separación de los tubos de corriente al tubo que vibra (tomados exactamente igual que en el modelo de Lever y Weaver), mientras que A y B son parámetros seleccionados acordes a las condiciones de contorno. Los valores de A harán que la atenuación sea más o menos pronunciada, mientras que B se seleccionará en función del valor que se le quiera dar a $f(s)$ cuando la coordenada s se corresponde con la entrada de la celda de trabajo (que se asume en el equivalente a 1,5 filas).

5.1.6 Resultados numéricos

Para validar su modelo, Lever y Weaver compararon sus resultados con los obtenidos experimentalmente por Weaver y Grover [85], Weaver y Koroyannakis [31] y Weaver y El Kashlan [29]. Para ello, se generaron mapas de estabilidad mediante un gráfico que enfrentan la velocidad de paso crítica del flujo, con el parámetro de masa-amortiguamiento del sistema (71). La curva de estabilidad teórica obtenida es la que aparece en la Ilustración 82, donde se puede observar que los resultados que se obtuvieron casaban bastante bien con los experimentales.

Un punto interesante de esta teoría es que predice un número *infinito* de intervalos de velocidad reducida donde la IFE no es posible, para parámetros de masa-amortiguamiento pequeños. En estos intervalos, el mecanismo de excitación fluidoelástica genera una fuerza de amortiguación positiva en lugar de negativa. Sin embargo, aunque el modelo las predice, estas zonas pueden no existir en la práctica: una vez que el tubo se vuelve inestable, la amplitud de vibración aumenta y hace que el sistema responda de manera no lineal. Por tanto, según Lever y Weaver, la curva a considerar en la Ilustración 82 es la marcada en continuo en las partes inferiores de los distintos ramales que aparecen para velocidades críticas bajas y los tramos verticales que las unen. (estos saltos o discontinuidades, fueron predichos también por Tanaka y Takahara [42] y Chen [20]). De este modo, la región estable es la que queda en la parte inferior derecha del gráfico.

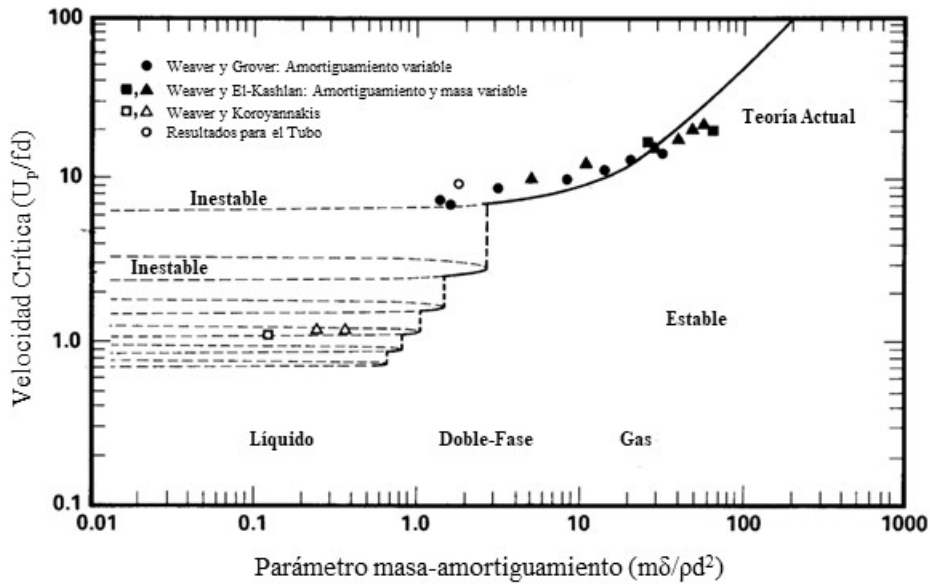


Ilustración 82 Diagramas de estabilidad comparando los resultados teóricos de Lever y Weaver con los experimentales para una configuración triangular paralela con relación $P/d = 1,375$ (Lever y Weaver 1982).

Por otro lado, la secuencia de tramos estables/inestables no se perpetúa indefinidamente para velocidades cada vez más pequeñas. Llegado un punto, los efectos de las turbulencias combinados con los efectos de disipación debidos a la viscosidad que se dan en los fluidos reales, hacen que sea improbable que los cambios que se producen en el flujo como consecuencia de la vibración del tubo puedan ser transmitidos de manera continua al fluido. Por tanto, es probable que solamente existan la curva superior y los dos o tres tramos de curva de estabilidad/inestabilidad que aparecen a continuación.

Por su parte, Yetisir y Weaver hacen lo propio con su modelo. Cuando $f(s)$ toma el valor unidad, los resultados son, en esencia, los de Lever y Weaver (Ilustración 83), sin embargo, para valores distintos las predicciones no son tan precisas, ya que la inestabilidad dinámica se aleja de los valores experimentales (Ilustración 84).

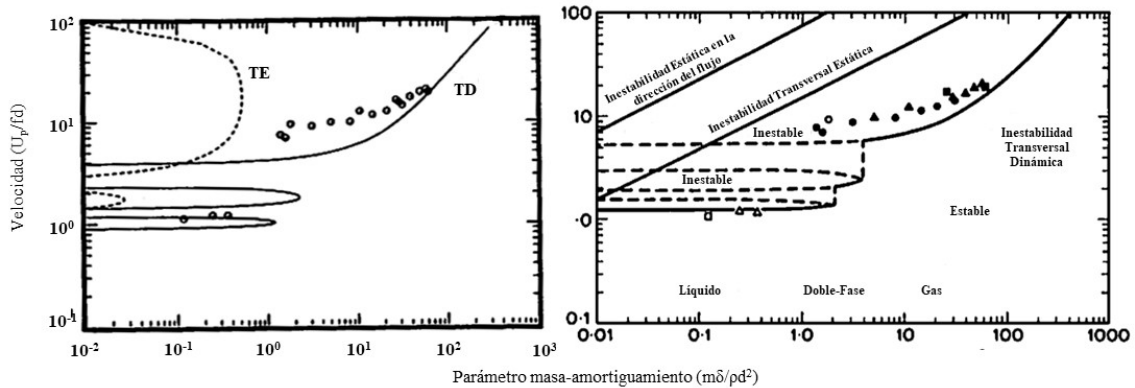


Ilustración 83 Efecto de la función de decaimiento en las predicciones de los umbrales de estabilidad. Caso sin decaimiento, comparación con Lever y Weaver (1982) - (Yetisir-Weaver 1988).

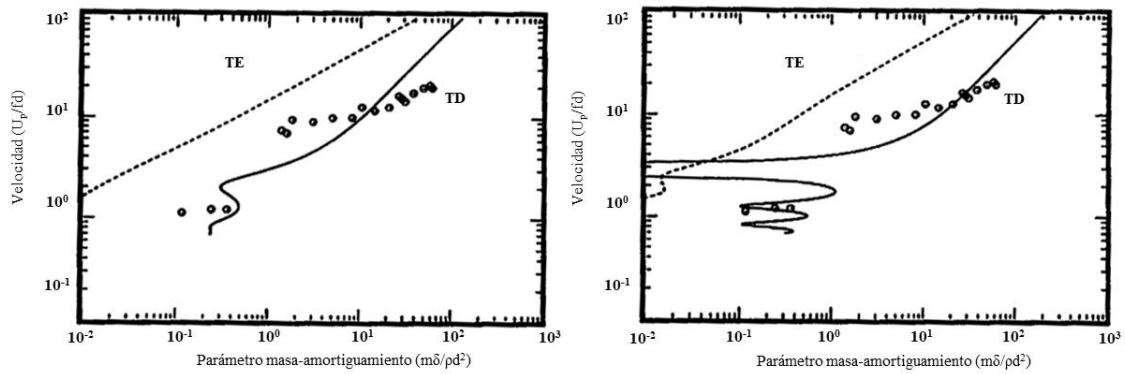


Ilustración 84 Efecto de la función de decaimiento en las predicciones de los umbrales de estabilidad. 75% (izq.) y 99% (dcha.) de atenuación. Yetisir-Weaver (1988).

5.2 Modelo de Lever y Weaver con flujo transversal.

Vistas las bases y el desarrollo del modelo de Lever y Weaver, se procederá a introducir en el mismo los resultados obtenidos en el capítulo anterior (caudales transversales) y se analizará cómo se modifica el modelo en cuestión. Es importante recordar que el análisis de los caudales transversales se ha enfocado en la zona T1-TV pero, por supuesto, también existirán en la zona TV-T4.

5.2.1 Reformulación del Modelo.

La situación que se plantea se describe en la Ilustración 85, donde se representa, de modo esquemático, el dominio que se va a analizar. Este empieza en una hipotética coordenada curvilínea $s = -s_1$ y se analizará hasta un punto s que estará entre T1 y TV. Para este caso, además, se considerará también la función de atenuación de la perturbación introducida por Yetisir y Weaver.

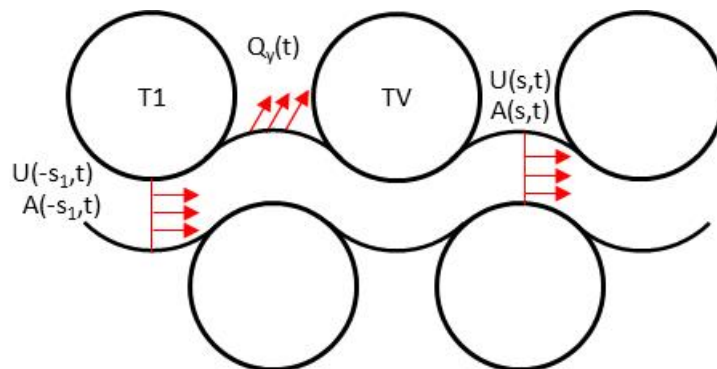


Ilustración 85 Esquema modelo Lever y Weaver con caudal transversal

Aplicando las ecuaciones de continuidad, se podría plantear:

$$\frac{\partial V}{\partial t} + \oint u \cdot dA = 0 \quad (75)$$

En donde

$$\frac{\partial V}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \int_{-s_1}^s A(s, t) ds \quad (76)$$

Se vio anteriormente que $A(s, t)$ en el modelo de Lever y Weaver se definía con una parte fija (A_0) y una parte fluctuante $a(s, t)$. Si nos centramos en esta última, se podría escribir lo siguiente:

$$a(s, t) = f(s) \cdot a(s) \cdot e^{i\omega t} = f(s) \cdot y_0 \cdot e^{i\varphi(s)} e^{i\omega t} \quad (77)$$

Donde $f(s)$ es la función de atenuación introducida por Yetisir y Weaver en su modificación del modelo.

De esta manera, trabajando únicamente en la parte fluctuante, la expresión (92) podría escribirse:

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial t} \int_{-s_1}^s A(s, t) ds = \int_{-s_1}^s \frac{\partial a(s, t)}{\partial t} ds = \int_{-s_1}^s f(s) \cdot y_0 \cdot e^{i\varphi(s)} \cdot i\omega \cdot e^{i\omega t} ds = \\ &= \int_{-s_1}^s f(s) \cdot i\omega \cdot e^{i\varphi(s)} \cdot y ds = \int_{-s_1}^s f(s) \cdot \omega \cdot y \cdot e^{i(\varphi(s)+\pi/2)} ds = \omega \int_{-s_1}^s a_k(s) \cdot y \cdot e^{i\pi/2} ds \end{aligned} \quad (78)$$

Para el segundo sumando de la ecuación (75) se ha de tener en cuenta que, ahora, va a existir un miembro que representará este caudal que se está fugando. Este, tendrá una distribución de velocidades que denominaremos $V_y(s, t)$ y que se define de la siguiente manera:

$$V_y(s, t) = V_k(s) \cdot \frac{q_y(t)}{q_k \cdot d} \quad (79)$$

En donde:

- $V_k(s)$ es una función que determina la forma que tendrá $V_y(s, t)$ y que toma valores entre 0 y 1 en función de la posición .
- $q_y(t)$ el caudal transversal
- q_k se define como la integral de $V_k(s)$
- d es el diámetro del tubo.

Por lo tanto, se puede escribir lo siguiente para el segundo sumando de (75):

$$\oint u \cdot dA = A(s, t) \cdot U(s, t) - A(-s_1, t) \cdot U(-s_1, t) + \int_{-s_1}^s V_y(s, t) ds \quad (80)$$

Si se tiene en cuenta que, tal y como se definió en el modelo de Lever y Weaver:

$$A(s, t) = A_0 + a(s, t) ; U(s, t) = U_g + u(s, t)$$

Entonces, es posible escribir (80) como sigue:

$$A_0 \cdot u(s, t) + U_g \cdot a(s, t) - A_0 \cdot u(-s_1, t) - U_g \cdot a(-s_1, t) + \int_{-s_1}^s V_y(s, t) ds \quad (81)$$

Si consideramos que el valor de la perturbación de la velocidad es nulo en $-s_1$ y las definiciones para $a(s, t)$ vistas en (77) y (78), se puede reescribir (81) del siguiente modo:

$$A_0 \cdot u(s, t) + U_g \cdot a_k(s) \cdot y - U_g \cdot a_k(-s_1) \cdot y + \int_{-s_1}^s V_y(s, t) ds \quad (82)$$

Por tanto, teniendo en cuenta (82) y (78), se puede volver a escribir (75) así:

$$\begin{aligned} & \omega \int_{-s_1}^s a_k(s) \cdot y \cdot e^{i\pi/2} ds + A_0 \cdot u(s, t) + \\ & + U_g \cdot a_k(s) \cdot y - U_g \cdot a_k(-s_1) \cdot y + \int_{-s_1}^s V_y(s, t) ds = 0 \end{aligned} \quad (83)$$

Si se despeja ahora $u(s, t)$ y se trabaja la expresión, puede llegarse a:

$$u(s, t) = \frac{y}{A_0} \cdot \left[U_g \cdot (a_k(-s_1) - a_k(s)) - \omega \int_{-s_1}^s a_k(s) \cdot e^{i\pi/2} ds - \int_{-s_1}^s V_y(s, t) ds \right] \quad (84)$$

Es importante aclarar que, para el resto de ecuaciones que se plantearían a continuación, es decir, la ecuación de momentos que nos permitiría obtener la presión y, posteriormente, las fuerzas, no hay cambios en cuanto a su formulación (aunque sí los habrá a nivel numérico).

5.2.2 Caracterización del flujo transversal.

En capítulos anteriores se mencionó que el caudal transversal aquí definido tenía dos componentes: una en fase con la posición (Q_D) y otro en fase con la velocidad (Q_T). Del mismo modo, se había razonado que los valores de estas dos componentes estaban muy relacionadas con la relación paso-diámetro del sistema y con la velocidad del gap. En este apartado se va a describir cómo son, de forma aproximada, los patrones de velocidades de cada una de estas componentes.

Para la determinación de estas curvas, se analizaron distintos casos en la simulación CFD en los que la aportación de cada una de estas componentes a Q_y era muy distinta. Para estudiar el comportamiento de Q_T , se estudió un caso en el que la velocidad del flujo fuese muy pequeña ($U_U = 0,015$ m/s), de manera que el caudal transversal que se medía era, mayoritariamente, el desplazado por el tubo en su movimiento. En esta situación se observó un flujo simétrico aguas arriba y abajo.

Para el comportamiento de Q_D , se analizó un caso en el que la velocidad del flujo es elevada ($U_U = 0,42$ m/s), de modo que la mayor aportación a Q_y sería la del caudal desviado desde el canal principal. Se observó un comportamiento bastante asimétrico, con un pico (casi literal) en las cercanías de TV aguas arriba y una distribución homogénea aguas abajo (Ilustración 86).

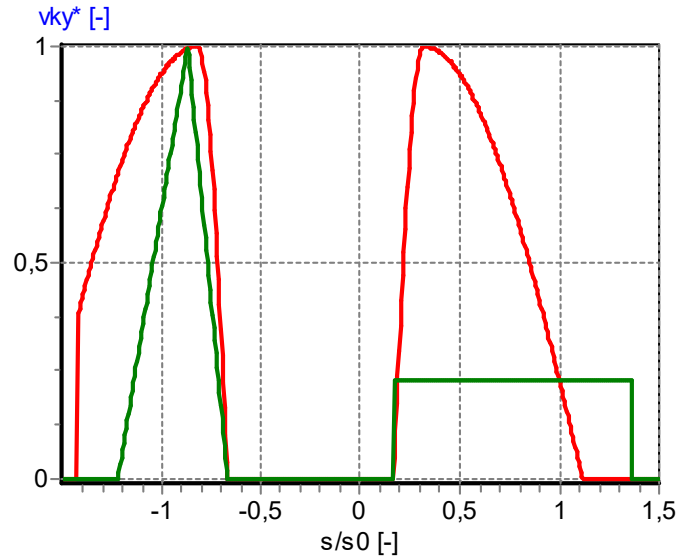


Ilustración 86 Patrones de velocidades para Q_T (rojo) y Q_D (verde). La depresión central es la zona donde se encuentra TV.

5.2.3 Velocidad de transmisión de fluctuaciones.

El modelo de Lever y Weaver asumía que las perturbaciones en el fluido se transmitían aguas arriba y abajo del flujo con un cierto retraso o desfase. Este desfase venía definido como:

$$\varphi(s) = -\frac{-s_a^* - s_i^*}{-s_a^* + s_1^*} \cdot \frac{\omega \cdot l_0^*}{U_{Rg}} \quad (85)$$

En donde:

- s_a es la coordenada curvilínea donde el flujo contacta con TV.
- s_i es la coordenada curvilínea del punto considerado.
- s_1 es la coordenada curvilínea del punto de entrada a la “celda unidad”.
- l_0 es una longitud característica definida en su modelo.

Todos estos parámetros se encuentran tabulados en la Tabla 2 de [3].

Ahora bien, se puede suponer que el desfase se desplaza aguas arriba con una velocidad V_{pu} que es proporcional a la velocidad del gap, es decir:

$$V_{pu} = K_u \cdot U_g \quad (86)$$

Por tanto, el desfase puede expresarse como:

$$\varphi(s) = -\omega \cdot \frac{-s_a - s_i}{V_{pu}} = -2\pi f \cdot \frac{-s_a - s_i}{K_u \cdot U_g} \quad (87)$$

Si se multiplica y divide por el diámetro:

$$\varphi(s) = -\frac{2\pi}{K_u} \cdot (-s_a^* - s_i^*) \cdot \frac{1}{U_{Rg}} \quad (88)$$

Y si ahora se igualan 87 a 84, puede despejarse K_u :

$$\frac{l_o^*}{(-s_a^* - s_i^*)} = \frac{1}{K_u} \Leftrightarrow K_u = \frac{-s_a + s_i}{l_o} \quad (89)$$

Teniendo en cuenta este resultado y mirando las tablas que aparecen en [3], es posible expresar todas esas variables en función de s_0 , que sería la distancia entre tubos, si se conoce el tipo de geometría y la relación paso-diámetro. De esta manera, se tendrían las siguientes relaciones:

$$\begin{aligned} s_1 &= 1,5 \cdot s_0 \\ l_o &= 4 \cdot s_0 \\ s_a &= 0,18 \cdot s_0 \end{aligned}$$

por lo que sería inmediato determinar el valor de K_u .

Otros autores como Parrondo *et al* [82], determinaron que la velocidad de propagación aguas arriba podía expresarse de la siguiente manera:

$$K_u \cong \frac{1}{2} \left(0,35 + \frac{0,7}{U_{Rg}} \right) \quad (90)$$

Y autores como Khalifa *et al* [4] obtienen un valor promedio para K_u en el entorno de 0,42 para velocidades reducidas del gap entre 6 y 8.

Dada la disparidad de resultados, la velocidad a la que se transmiten estas fluctuaciones deberá ser un parámetro a tener en cuenta a la hora de formular el nuevo modelo.

5.3 Predicciones de los modelos.

A continuación, se va a proceder a programar los distintos modelos de interés con el fin de estudiarlos en detalle. Por una parte, se analizará el modelo base de Lever y Weaver [2], [3], después, la modificación propuesta por Yetisir y Weaver [47] y, por último, el modelo aquí propuesto. Se hará especial hincapié en cómo son las distribuciones de presiones y velocidades en todos los casos y se compararán con los resultados obtenidos con las simulaciones de Fluent.

El programa desarrollado permite introducir una serie de parámetros de entrada que se representan en la Ilustración 87. Tal y como puede apreciarse, es posible escoger la geometría del haz y la relación paso diámetro. En la zona de parámetros de flujo, nU representaría el número de velocidades que se quieren representar entre los valores de velocidad reducida que se establecen justo debajo, así como el parámetro $h/s\theta$ que se utiliza para el cálculo del parámetro resistente. Con esto, se podrían establecer diagramas de estabilidad similares a los vistos en la Ilustración 82. En los parámetros del canal de paso, se definen el número de puntos a generar entre T1 y TV, más concretamente entre los puntos donde el flujo se

desprende de T1 y se adhiere a TV. Del mismo modo, se pueden configurar los ángulos correspondientes a estos puntos.

Es posible también configurar la atenuación. Seleccionar LW significa asumir que no existe atenuación de la perturbación ni aguas arriba ni aguas abajo, mientras que seleccionar YW supone asumir una función de atenuación $f(s)$ como la que Yetisir y Weaver asumieron en sus trabajos. Esta $f(s)$ depende de dos parámetros que también serían configurables en caso de seleccionarse esa opción. Como variación de $f(s)$ puede seleccionarse la opción exponencial, que asume que la atenuación sigue una curva de este tipo. También sería posible modificar estos parámetros. Por último, la opción $a(s)=0$ supondría una atenuación máxima en todo el dominio analizado.

En cuanto a la velocidad de propagación del desfase, se puede definir bien siguiendo el referente de Parrondo *et al* [82] o definirlos en las casillas de abajo. En el primer caso se estaría suponiendo que, aguas arriba, el desfase se propaga según (92), mientras que las casillas de abajo, permitirían definirlo a mano. El valor de esta constante aguas abajo (K_d) no está del todo bien definida, sin embargo, los distintos autores coinciden en que será algo mayor que aguas arriba, ya que vendría apoyada por la corriente principal.

Ilustración 87 Cuadro de configuración de parámetros para simulación del modelo.

La parte inferior de la Ilustración 87 se destina a los parámetros del flujo transversal. Las opciones de Función permiten definir la forma que tendrían estos caudales (el $V_k(s)$ definido en (79)), por lo que para los casos de Lever y Weaver y de Yetisir y Weaver debería ser nulo. Puede definirse como una variación lineal, aunque los análisis de flujo que se han realizado muestran que la mayor parte del trasvase se realiza en las zonas más próximas al tubo, por lo que una función de tipo senoidal o asintótico encajarían

mejor. También es posible seleccionar la opción CFD, que replica el comportamiento visto en las simulaciones con Fluent. La casilla de abajo establece en qué porcentaje del intervalo entre tubos se aplica esta función.

Por último, las dos casillas inferiores sirven para definir los parámetros K_T y K_D que se aplicarán a este flujo transversal. Una vez seleccionados los parámetros se pulsa el botón de Calcular y el programa muestra los resultados.

5.3.1 Predicciones del Modelo de Lever y Weaver

En el modelo de Lever y Weaver se planteaban unos canales de corriente que eran independientes unos de otros, por lo que los caudales transversales aquí definidos no existen. Otra de las particularidades es que consideraron que no existe una atenuación de la perturbación aguas arriba ni aguas abajo, por lo que esta se extiende por todo el dominio con un mismo valor, aunque con un retraso que es proporcional a la velocidad del flujo. También consideraron que los puntos en los que el flujo se adhiere y despega del tubo eran simétricos respecto al centro, pero aquí se considerarán los ángulos aproximados obtenidos en la simulación que, además, están de acuerdo con la experimentación: 40° y 10° para el punto de adhesión y desprendimiento respectivamente. Se configura el programa con los datos mostrados en la Ilustración 87 y se analizan los resultados.

La Ilustración 88 muestra el módulo (en rojo) y la fase (en verde), de la atenuación. El eje horizontal muestra las coordenadas normalizadas respecto a s_0 de modo que el punto central se correspondería con el centro de TV. Se aprecia como el módulo es constante en ambas direcciones, tal y como supone el modelo, y que el desfase va disminuyendo a medida que nos alejamos de TV. Las pendientes son diferentes porque las perturbaciones aguas arriba y abajo viajan a velocidades diferentes (mayores hacia abajo). También se puede apreciar cómo estos desfases, además, no son simétricos respecto a $s=0$. Esto es porque los puntos de adhesión y desprendimiento se definieron con ángulos de 40° y 10° respectivamente.

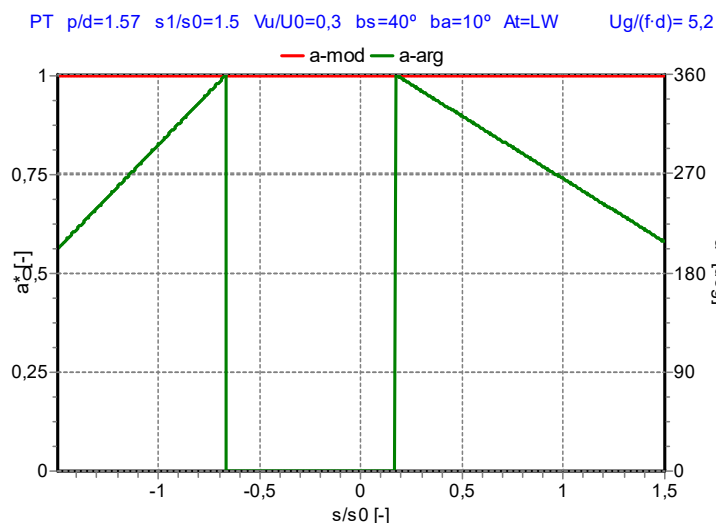


Ilustración 88 Módulo y fase de la atenuación según modelo Lever y Weaver (1982)

La Ilustración 89, por otra parte, muestra las variaciones en el módulo y la fase de la velocidad a lo largo de la longitud considerada. Se compara con la Ilustración 54. El comportamiento, tanto del módulo como de la fase, es totalmente diferente al simulado. Por la parte del módulo, la simulación CFD muestra que hay una zona con fluctuaciones importantes antes del tubo y luego otra con fluctuaciones aún mayores un poco después de pasar la zona central. Ese comportamiento no se refleja en el modelo de Lever y Weaver, ya que esos dos picos aquí no aparecen. Aunque sube de manera brusca inicialmente, después muestra una variación mucho más suave, con un cambio de pendiente en -0,7 y un máximo en 0,2. En cuanto al módulo, no se pueden realizar apenas comparaciones pues son totalmente distintos. Las simulaciones CFD se mueven en un rango que va desde -180° a 180° , haciéndose nulo en la zona del tubo (el criterio de signos de las simulaciones es el contrario al que aparece en estos modelos), mientras que aquí se mantiene a 200° desde el punto de contacto con el tubo.

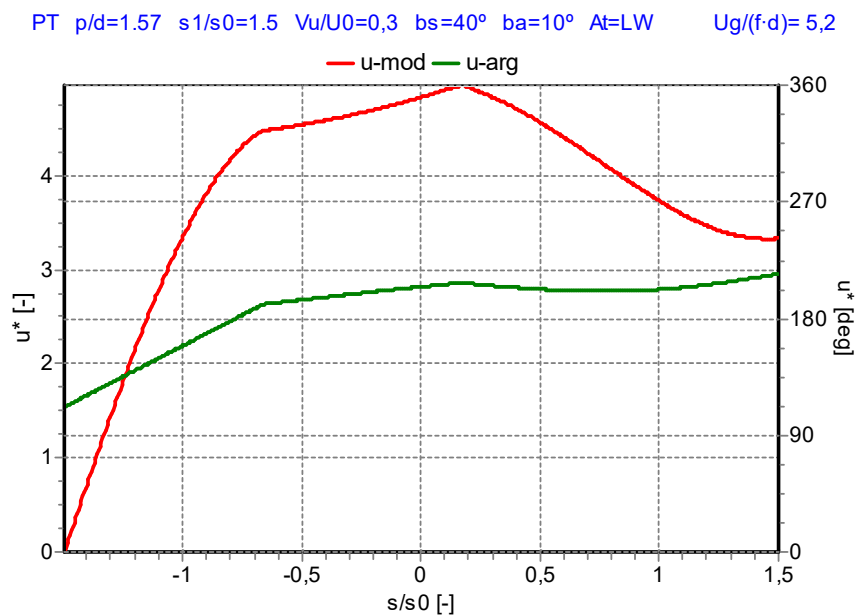


Ilustración 89 Módulo y fase de la velocidad según modelo Lever y Weaver (1982)

La Ilustración 90 muestra el módulo y la fase de la presión. Estos resultados se compararán con la Ilustración 59. En cuanto a los módulos, al igual que antes, no hay prácticamente manera de compararlos. Las simulaciones CFD muestran dos zonas de alta presión antes y sobre el tubo para luego ir disminuyendo aguas abajo mientras que, según Lever y Weaver, la presión aumentaría de manera, aparentemente, indefinida a medida que nos alejamos de TV. Con las fases, aunque tampoco son comparables, ocurre algo interesante. Las simulaciones CFD mostraban que las zonas de altas presiones situadas en la zona del tubo, se encontraban bien en fase o en oposición de fase con respecto a la posición del tubo mientras que, aguas abajo, aparecía una zona donde había un desfase de 90° , es decir, la fuerza que se ejerce en esta zona podría tener un carácter desestabilizante. Aunque la distribución de las fases en el modelo de Lever y Weaver no tiene nada que ver con las simulaciones, sí que muestra una zona tras el tubo donde este se sitúa en el entorno de los 90° .

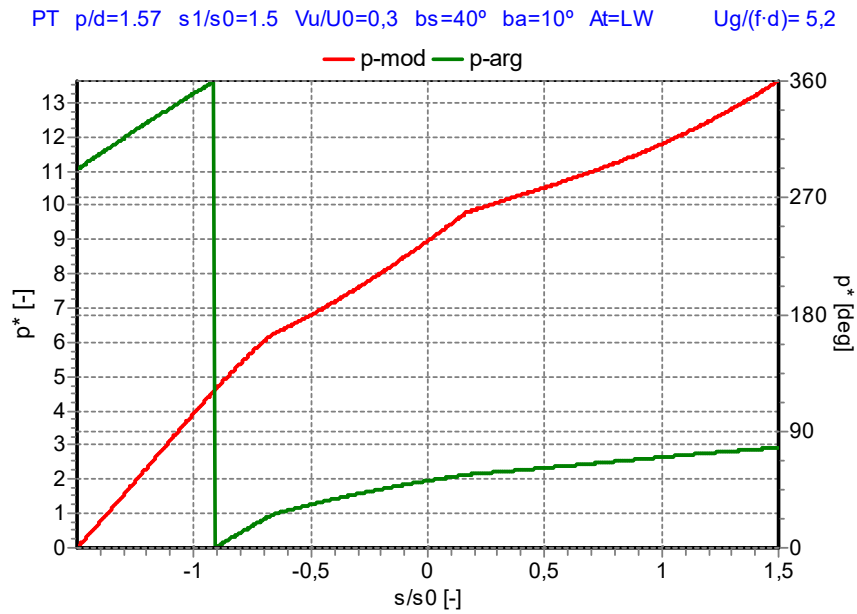


Ilustración 90 Módulo y fase de la presión según modelo Lever y Weaver (1982)

En cuanto a los diagramas de estabilidad (Ilustración 91), los resultados obtenidos muestran una similitud muy buena con respecto al modelo original representado en la Ilustración 82, mostrando esas curvas características que delimitan zonas de estabilidad e inestabilidad.

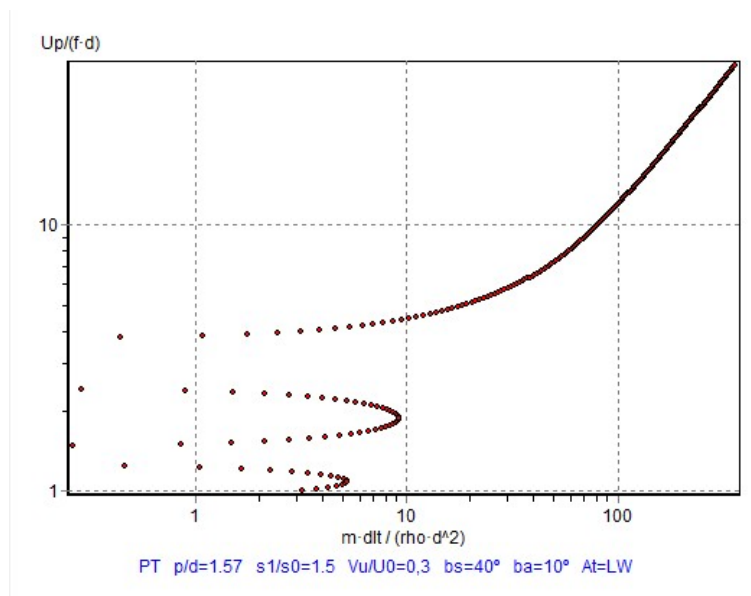


Ilustración 91 Diagrama de estabilidad obtenido según modelo Lever y Weaver.

En definitiva, lo que se ha visto es que el modelo de Lever y Weaver, pese a su sencillez, consigue predecir estas fuerzas desestabilizantes en la zona posterior a TV. Sin embargo, su parecido con la realidad o las simulaciones CFD realizadas es prácticamente anecdótico.

5.3.2 Predicciones del Modelo de Yetisir y Weaver.

Se analiza en este punto el modelo de Yetisir y Weaver. La Ilustración 92 presenta los parámetros usados y los resultados obtenidos. Las comparaciones se realizarán con el modelo de Lever y Weaver y con las simulaciones con Fluent.

Lo primero que se ha de destacar es que Yetisir y Weaver introducen una función que atenúa la perturbación, por lo que esta, ya no es constante, si no que termina por desaparecer. Si se compara la Ilustración 92 (b) con la Ilustración 88, se puede apreciar este cambio (línea roja).

En cuanto al módulo de la velocidad (Ilustración 92 c), Yetisir y Weaver muestran cierta similitud con Lever y Weaver, siendo la principal diferencia lo que ocurre aguas abajo del tubo, donde los primeros muestran ahora una nueva subida en donde los segundos mostraban una caída continua. Comparándolo con las simulaciones CFD, se podría decir lo mismo que en el punto anterior: no se aprecian similitudes y lo único que puede ser reseñable es que aguas abajo del tubo se produce ese aumento del módulo que podría ser el mismo que se detecta con Fluent. Si se miran ahora las fases, de nuevo podría concluirse que hay parecido con Lever y Weaver (aunque ahora las variaciones son más marcadas), pero no tienen nada que ver con los resultados del CFD.

Yetisir y Weaver vuelven a predecir una variación en las presiones (Ilustración 92 d) que crece de manera continua aguas abajo y un desfase que generaría una fuerza desestabilizadora en la zona posterior del tubo pero, al igual que antes, no hay analogías con los resultados simulados.

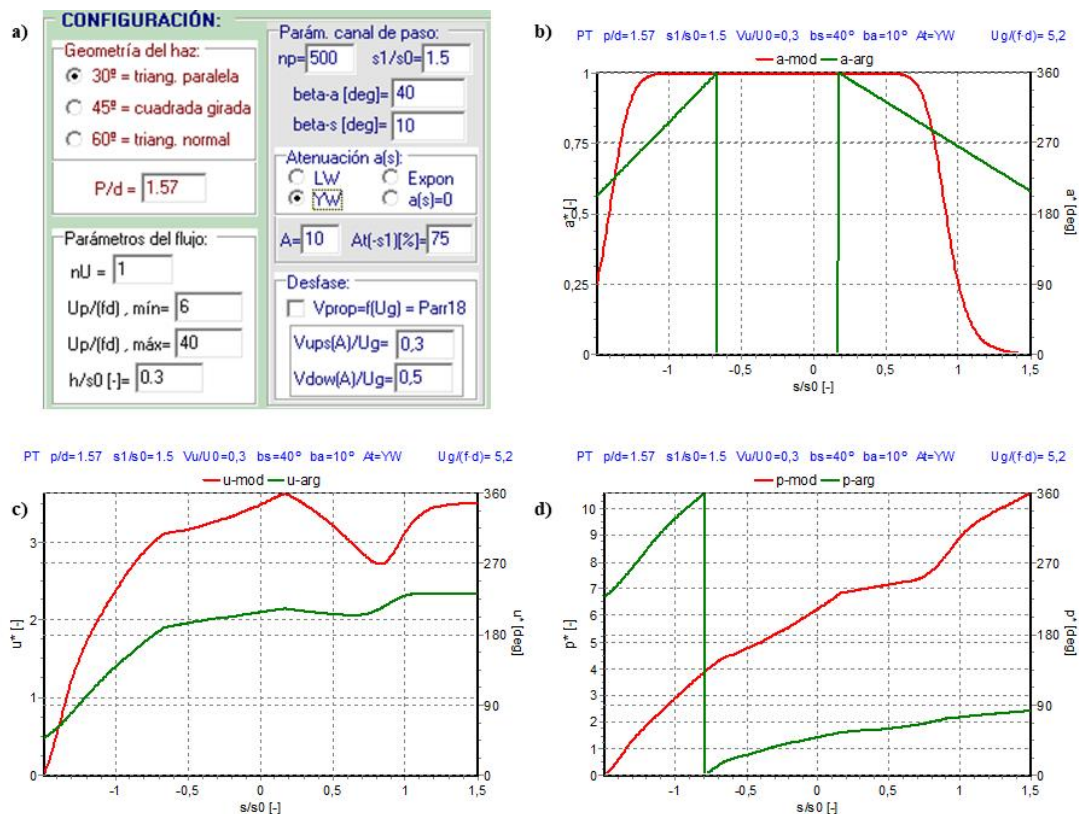


Ilustración 92 Modelo Yetisir y Weaver (1986) a) Parámetros; Módulo y fase de b) perturbación; c) velocidad; d) presión.

En cuanto a los diagramas de estabilidad, el resultado obtenido también es similar a los obtenidos por estos autores para su modelo, tal y como se refleja en la comparación de la Ilustración 93 con la Ilustración 84 izquierda, en donde la función de atenuación es la misma.

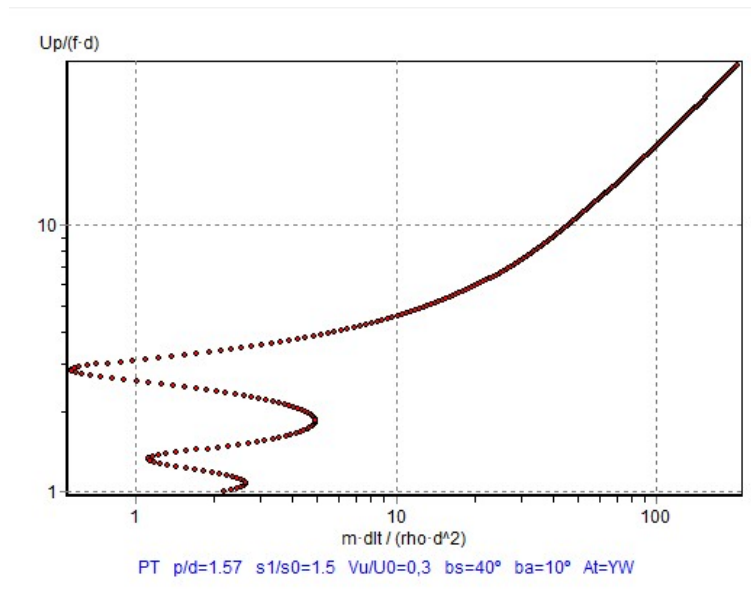


Ilustración 93 Diagrama de estabilidad obtenido según modelo Yetisir y Weaver con atenuación al 75%.

En definitiva, el modelo de Yetisir y Weaver es, a grandes rasgos, muy similar a Lever y Weaver (de nuevo, explican la presencia de fuerzas desestabilizadoras aguas abajo del tubo). La introducción de la atenuación de la perturbación provoca ligeras variaciones en los resultados, sobre todo en las velocidades, pero siguen siendo muy diferentes a lo obtenido con Fluent.

5.3.3 Predicciones del Modelo actual.

La incorporación ahora de los caudales transversales implica rellenar las casillas inferiores del menú de configuración. La Ilustración 94 **a)** muestra los parámetros usados para esta nueva simulación. Se escoge una atenuación exponencial porque se ha visto que la perturbación decae muy rápidamente en el entorno de TV. El desfase se propaga según las ecuaciones propuestas por Parrondo *et al.* en [82]. Para los caudales, se asumen los resultados en CFD y los valores para Q_T y Q_D son los obtenidos en la Tabla 10 del capítulo anterior.

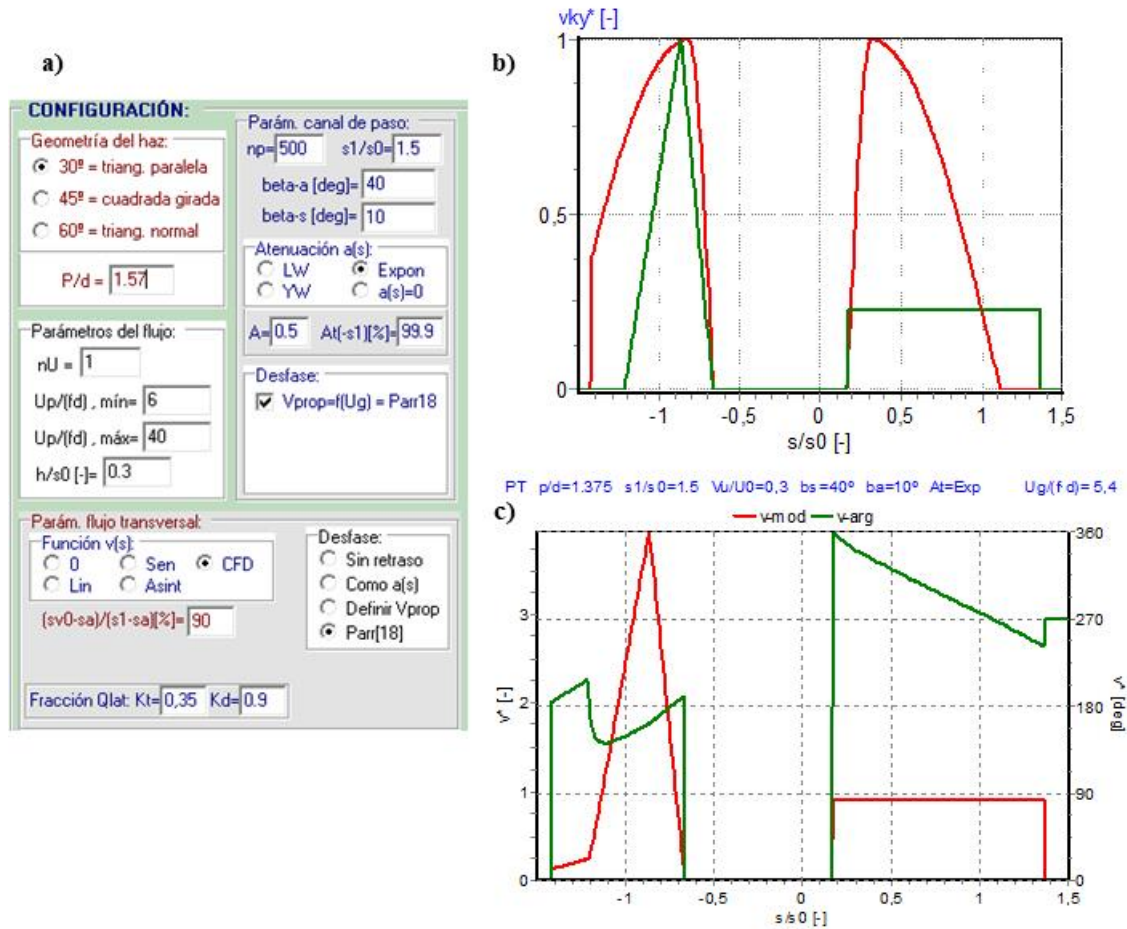


Ilustración 94 Modelo Caudales Transversales. a) Configuración; b) Módulos de velocidad de Q_T (rojo) y Q_D (verde) c) Módulo y fase de la velocidad de Q_y ;

En **b)** se muestran los módulos de las velocidades de las dos componentes de Q_y (en rojo Q_T y en verde Q_D (ver ecuación (79)). Por último, en **c)**, se muestra la velocidad y la fase resultantes de la composición de Q_T y Q_D para dar Q_y . En este caso, como se ha establecido un valor de 0,9 para K_D frente a 0,3 para K_T , la aportación de Q_D a Q_y será mayor que la de Q_T , por lo que la forma final será más parecida a la del primero.

Analizadas las particularidades de estos caudales, se procede ahora al estudio de los resultados obtenidos, que se representan en la Ilustración 95. En **a)** se tiene la información relativa a la propagación de la perturbación que, tal y como se mencionó, es de tipo exponencial. Los análisis de flujos muestran que apenas viaja aguas arriba y queda rápidamente atenuada. Aguas abajo se ha supuesto un comportamiento similar, pero es lógico pensar que aquí la perturbación pueda llegar algo más lejos porque la velocidad de la corriente juega a su favor.

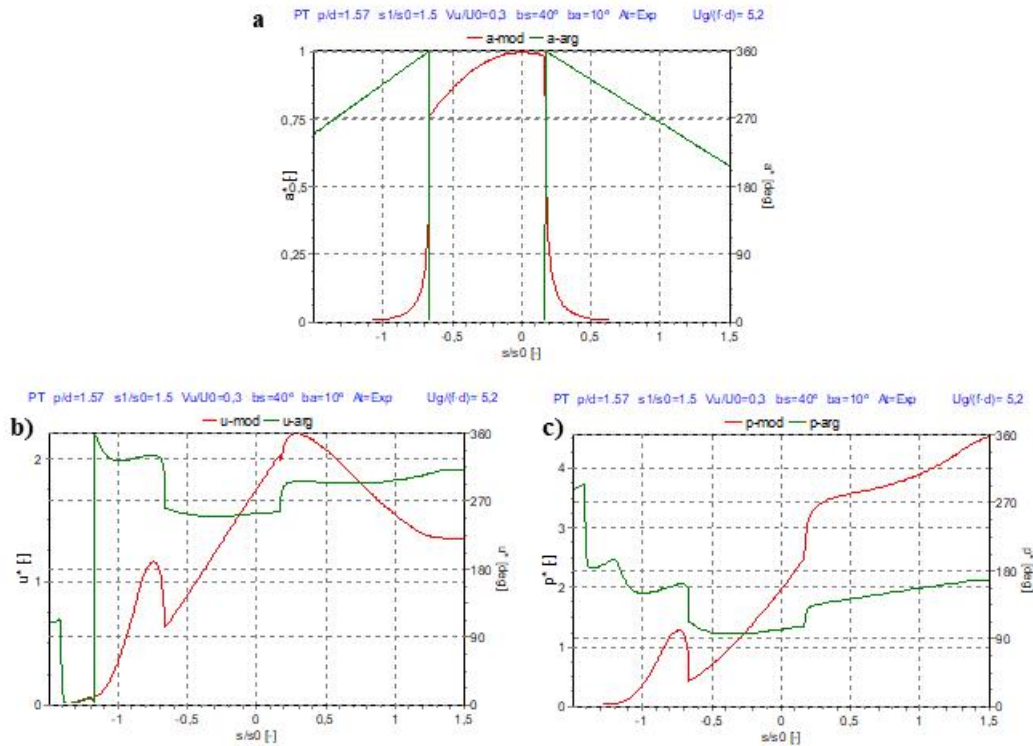


Ilustración 95 Modelo Caudales transversales. Módulo y fase de: a) perturbación; b) velocidad; c) presión

En **b)** se tienen el módulo y la fase de la velocidad. La comparación con los modelos de Lever-Weaver y Yetisir-Weaver muestra unas diferencias más que notables en todos los aspectos por lo que no es posible comentar prácticamente nada más allá de resaltar que este nuevo parámetro introducido en el modelo, tiene una repercusión mayor de la esperada. Si se realizan las comparaciones con los resultados de Fluent se encuentran una serie de particularidades que merece la pena destacar. Por una parte, vemos que entre $s=-1$ y $s=-0,5$ aparece un pequeño primer pico que se corresponde bastante bien con el que muestran las simulaciones CFD y los resultados experimentales de Khalifa [4]. La fase de este pico está en el entorno de los 330° , mientras que en el Fluent ronda los $-25^\circ / -30^\circ$. Hay que recordar que el criterio de signos aquí es el contrario al de los resultados de Fluent por lo que la concordancia vuelve a ser buena. Pasado $s = 0$, se llega a otro nuevo pico que también aparece en las simulaciones. La fase también está en concordancia.

En **c)** se representa el módulo y la fase de la presión. De nuevo poco o nada que ver con los modelos anteriores, por lo que los análisis se centrarán nuevamente en la comparación con Fluent. Aquí se ha obtenido una zona de alta presión también aguas arriba del tubo, entre $s=-1$ y $s=-0,5$, que es análoga a la obtenida mediante CFD. La fase en esta zona estaría en el entorno de los 170° , igual que en el Fluent, pero al estar el criterio de signos cambiados, el resultado no coincide. En el entorno de $s=0$, las simulaciones muestran un gran pico en el módulo de la presión que aquí no se obtiene (más bien una línea recta ascendente hasta el punto donde el flujo se despegue de TV). Analizando los mapas de presión obtenidos con Fluent, se puede deducir que las fluctuaciones en este tramo están asociadas a una zona de depresión en el campo de presiones promedio (Ilustración 43) que tienen su origen en la curvatura de las líneas de corriente en esa zona. Cuando TV vibra, esta zona de baja presión media es empujada y/o arrastrada con el propio tubo, lo que da pie a que haya fluctuaciones de la presión de magnitud

considerable. Además, cuando la posición del tubo está en su máximo desplazamiento (arriba), esta zona de baja presión se encuentra también muy desplazada hacia arriba, con lo que, en ese momento, en cualquier punto fijo por debajo de TV (en el canal bajo este), la presión es máxima y, en consecuencia, estaría en fase con la posición del tubo. Como estas fluctuaciones de presión tienen su origen en una característica de flujo 2D del flujo medio, el modelo basado en Lever y Weaver (unidimensional), no tiene capacidad para recogerla y, por tanto, no son capaces de predecirlas. En cualquier caso, estas fluctuaciones de presión, al igual que las del primer pico, no contribuyen a generar una componente de la fuerza en fase con la velocidad, bien porque van en fase con TV o en oposición. Es decir, no contribuyen a generar fuerzas estabilizantes o desestabilizantes, por lo que no tienen una incidencia directa en el fenómeno de la inestabilidad fluidoelástica.

Pese a todo, la presión alcanza un valor alto a partir de $s = 0,2$ lo que guarda correspondencia con la realidad. Además, en esta zona, la fase en CFD baja hasta -90° y es lo que da lugar a las fuerzas desestabilizadoras. Aquí, estamos en un entorno cercano a ese valor también

Como último apunte, comentar que el tamaño de los picos que se están obteniendo para las presiones y las velocidades tiene sentido que sean más pequeños que los simulados con Fluent. La razón reside en la definición de estas perturbaciones por el propio modelo, que asume que son uniformes a ambos lados del tubo, cuando la realidad es que las mayores fluctuaciones se producen en una franja del canal de corriente muy próxima al tubo, quedando el otro extremo del canal sin apenas cambios. Esto puede apreciarse en el presente modelo si se reduce la relación P/d (cuanto más pequeña la relación, más crecen los picos), tal y como muestra la Ilustración 96.

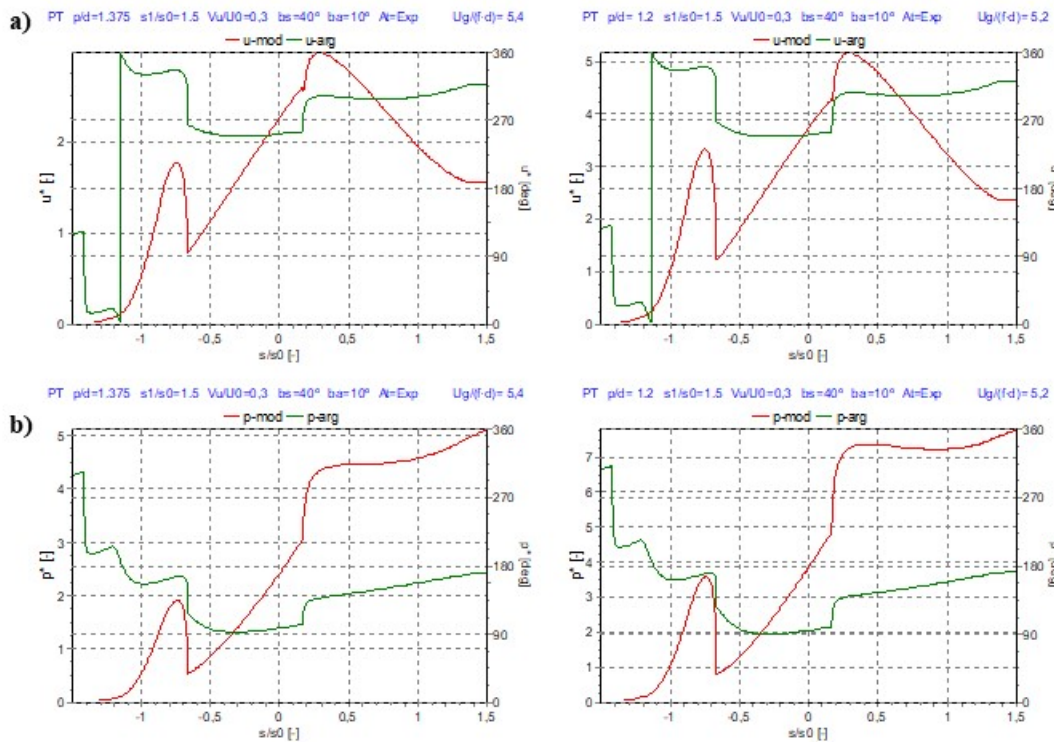


Ilustración 96 Modelo caudales transversales. Comparación a) velocidades; b) presiones. Izquierda P/d = 1,57; derecha P/d = 1,2

En cuanto a los diagramas de estabilidad, los resultados son bastante similares, al menos cualitativamente, al modelo de Lever y Weaver. Las divisiones entre zonas de estabilidad e inestabilidad aparecen separadas por una línea que se tiene más hacia una recta y los tramos curvos se muestran velocidades pequeñas (Ilustración 97). Como apunte, se aclara que para la elaboración de la gráfica se han reajustado los parámetros del caudal transversal para que sean más acordes a valores de velocidades bajas. Si se escogen los valores por defecto, el ajuste a velocidades bajas es mucho peor y en lugar de los tramos curvos aquí mostrados, el resultado es una línea recta que termina serpenteando levemente. Esto refuerza la idea de la dependencia de estos parámetros con la velocidad del flujo.

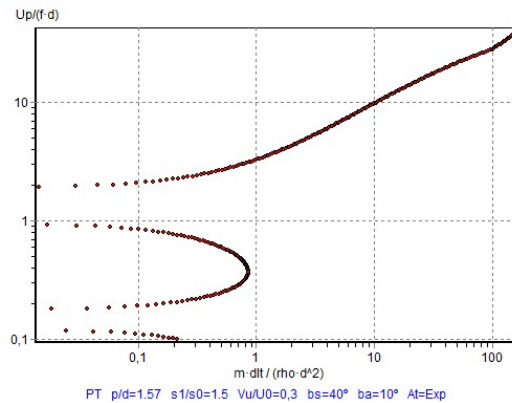


Ilustración 97 Diagrama de estabilidad obtenido según el modelo actual.

5.3.4 Influencia de los parámetros en los resultados.

En este punto se van a analizar algunos ejemplos para ver cómo responde el modelo actual a algunos cambios de variable.

Variación de los ángulos de contacto y separación.

En el modelo actual se asume que los puntos donde el canal de corriente se adhiere y despega del tubo son asimétricos. Esto es así porque se ha visto en las simulaciones de Fluent y, además, viene ratificado por diversos autores en la literatura científica. Se procede ahora a asumir que estos puntos son simétricos respecto a la vertical por el centro del tubo, que es lo que asume el modelo de Lever y Weaver y que el ángulo que forma cada uno de ellos es de 18,5°.

Los resultados se muestran en la Ilustración 98. En **a)** se tiene la distribución de la perturbación y la evolución de los desfases. Puede verse claramente como ahora la línea roja es simétrica respecto a $s = 0$. En **b)** se aprecian los caudales transversales. Comparado con la Ilustración 94 **c)** se aprecian diferencias en la fase aguas arriba, pero lo que está ocurriendo es que ahora, al haber retrasado el punto de contacto, hay una mayor distancia aguas arriba en donde esta fase puede desarrollarse y lo que se está viendo aquí, bien parece que sea la respuesta obtenida anteriormente, desplazada hacia la derecha, dejando ver ahora una nueva porción.

Por otra parte, en **c)** se representa el módulo y la fase de la velocidad. Apenas se aprecian cambios en el módulo si se compara con la Ilustración 95 **b)**, más allá del desplazamiento de la curva para encajar con los nuevos ángulos y unos valores numéricos ligeramente inferiores. Sin embargo, hay ligeros cambios en la fase aguas arriba: aquí empieza cerca de los 90 para luego en dos tiempos hasta 0°, mientras que en la Ilustración 95 **b)**, la caída es brusca desde el principio. En el resto del dominio, la fase tiene un comportamiento similar.

Por último, en **c)**, se muestra el módulo y la fase de la presión. De nuevo, comparando con la Ilustración 95 **c)**, apenas se observan cambios en el módulo pero, al igual que en los otros casos, sí que hay ligeras diferencias en la fase agua arriba. Aquí el desfase va disminuyendo de manera algo menos brusca que en el primer caso, llegando a un valor de 60 al entrar en contacto con el tubo y saliendo a 90. A partir de aquí, ambas gráficas muestran un comportamiento análogo.

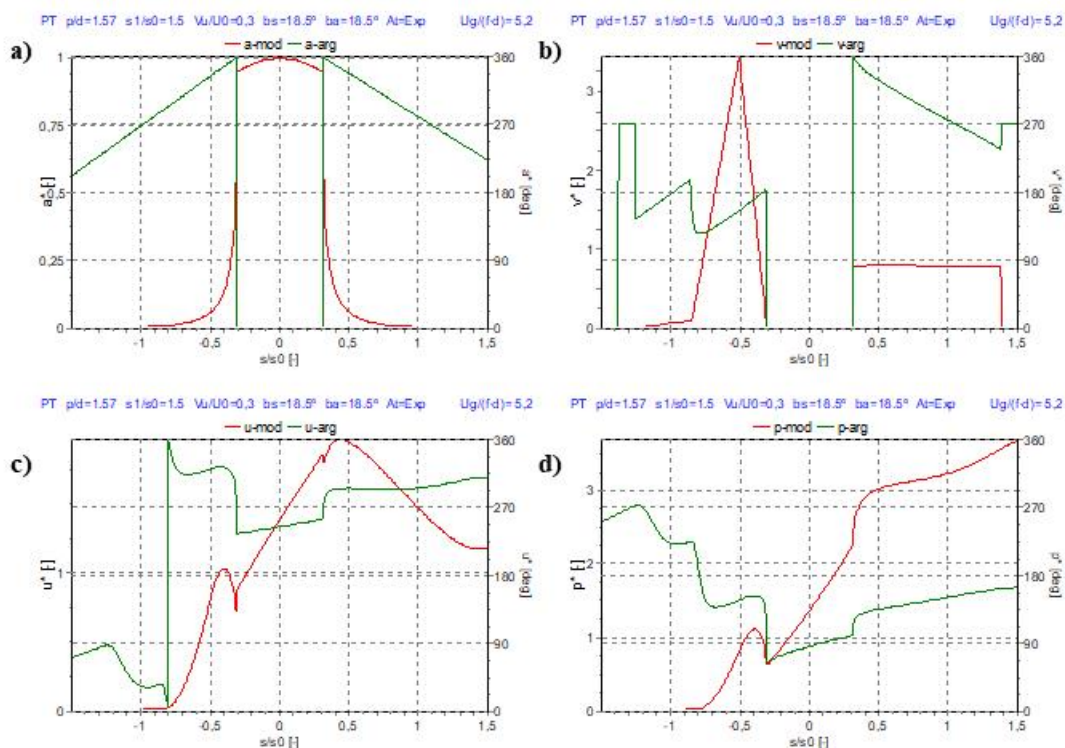


Ilustración 98 Modelo actual considerando ángulos de contacto y separación iguales a 18,5°

Es decir, modificar los ángulos no supone modificaciones importantes en los resultados más allá de variaciones en la escala y pequeñas diferencias en cuanto a los desfases.

Incidencia de Q_T y Q_D .

Se ha visto que el caudal transversal tiene dos componentes y se ha demostrado que una está fase con la posición del tubo y otra, con su velocidad. En el caso del análisis, se ha planteado que el aporte mayoritario fuese K_D , pero puede resultar interesante ver si hay cambios cuando el componente de mayor peso es K_T . Para que esto ocurra, se debería recurrir a un caso en el que la velocidad del flujo sea lo suficientemente baja como para que este caudal transversal se deba prácticamente al movimiento del tubo, pero eso se probará en un apartado posterior. Lo que se hará ahora, será suponer que $K_T = 0,9$ y K_D nulo.

La Ilustración 99 muestra los resultados obtenidos. En **a)** está la perturbación, que no muestra diferencias con respecto al caso base analizado anteriormente. En **b)**, de nuevo, el módulo y la fase del caudal transversal. La forma del módulo ya no se parece a la vista en la Ilustración 94 **c)**, porque ahora la aportación de Q_T es máxima. Se aprecia la forma con cierta simetría (aunque valores diferentes), aguas arriba y abajo. La fase sufre también ligeras variaciones aguas arriba, donde decrece de manera uniforme a medida que se aleja del tubo, pero el comportamiento sigue siendo bastante similar aguas abajo, aunque con desfases menores.

En **c)**, se representa el módulo y la fase de la velocidad. Con el módulo, vuelve a aparecer ese primer pico antes del tubo, aunque ahora es prácticamente insinuado, pero ahora le sigue una subida muy brusca cerca de $s = -0,7$, que sigue aumentando hasta el punto donde el flujo se separa de TV. Después, viene otra brusca caída y mantiene constante en el último tramo. En líneas generales el comportamiento del módulo es bastante diferente al visto en el caso de la Ilustración 95 **b)**. También hay cambios en la fase aguas arriba. En el caso analizado anteriormente (Ilustración 95 **b)**), se producía un cambio brusco de esta en $s = -1,4$, quedando en 0° hasta $s = -1,2$, luego bajaba ligeramente y se mantenía en el entorno de los 315° para, finalmente, bajar un poco por debajo de los 270° al llegar al tubo ($s = -0,7$). Aquí también hay cambios bruscos, solo que desde $s = -1,4$ hasta $s = -1,3$, la fase es aproximadamente 0° y luego, va subiendo de un modo que parece exponencial hasta $s = -0,7$, donde llega casi a los 180° . Sube suavemente hasta pasar el tubo y, tras una subida, se queda en el entorno de los 300° . Comparado con el caso anterior, las únicas coincidencias se tienen aguas abajo.

Por último, en **d)**, se visualiza el módulo y la fase de la presión. Si se compara con la Ilustración 95 **c)**, se aprecian de nuevo diferencias. El módulo ya no representa ese primer pico tan marcado (la velocidad es muy pequeña, por lo que tiene cierto sentido) y, en líneas generales, tiene un valor que es creciente de manera continua hasta terminar el tubo, donde cae abruptamente. La fase también presenta diferencias notables ya que ahora, va creciendo prácticamente en todo el dominio representado, igualándose a la del caso estándar en la salida del tubo.

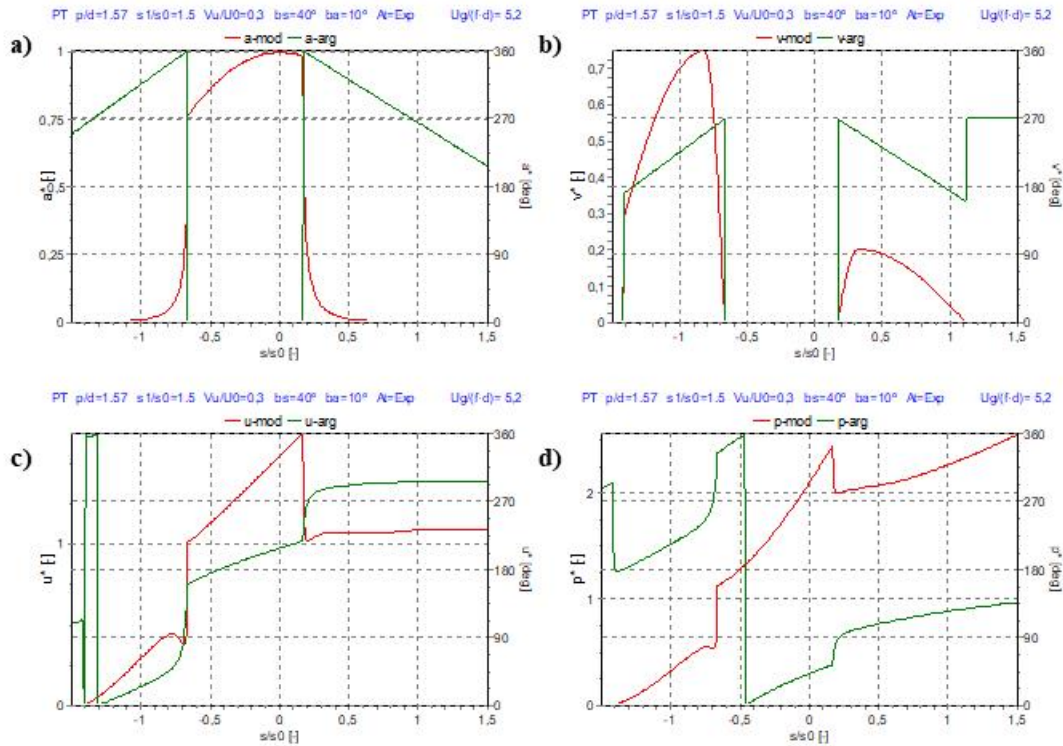


Ilustración 99 Modelo actual con $K_T = 0,9$ y $K_D = 0$

Si se plantea ahora el caso contrario, es decir, $K_T = 0$ y $K_D = 0,9$, se obtienen los resultados mostrados en la Ilustración 100. En esencia, son muy similares al caso base porque el peso de K_D también era mayoritario. Los únicos cambios destacables se producen en la fase de las presiones **(d)**, donde difieren hasta $s = -1,3$. El resto de comportamientos apenas muestran diferencias

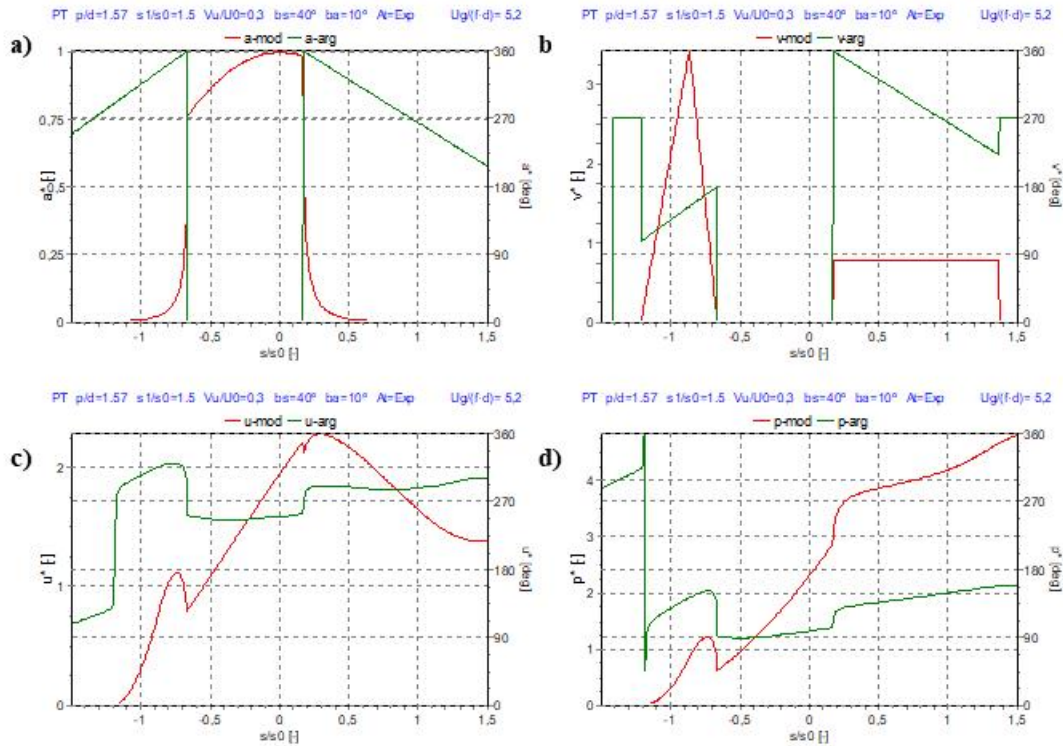


Ilustración 100 Modelo actual con $K_T = 0$ y $K_D = 0,9$

En conclusión, esta modificación ha permitido ver, en cierto modo, cómo son las formas de estos caudales y qué potencial repercusión tienen en el modelo. Sin embargo, estos resultados no deben ser tomados en cuenta puesto que los cambios en los parámetros del flujo transversal han de hacerse de acuerdo a la velocidad del flujo, ya que era una de las hipótesis. Por tanto, los resultados que se acaban de comentar, no deben ser tenidos en cuenta a la hora de explicar lo que está ocurriendo en el fluido.

Incidencia de la velocidad.

Lo que se va a plantear ahora es un caso similar al anterior, en tanto en cuanto se van a variar los parámetros del caudal transversal. Sin embargo, en esta ocasión, esta modificación viene por cambios en las velocidades del flujo. El caso base analizado, se realizó con una velocidad $U_U = 0,21$ m/s y, ahora, se van a probar dos nuevas velocidades: una inferior (0,015 m/s) y una superior (0,42 m/s). Para que todo sea correcto, como se ha dicho, se buscarán los parámetros del caudal transversal más adecuados.

Para una velocidad de 0,015 m/s, un par de valores que presenta una buena concordancia son $K_T = 0,9$ y $K_D = 0,7$. Los resultados son los de la Ilustración 101. Puesto que ahora los valores de los parámetros, son acordes entre sí, los resultados sí merecen un análisis. Se puede apreciar como en **b**), la forma del módulo del caudal transversal es predominantemente la de Q_T , aunque hay ligeras influencias de Q_D que se notan, sobre todo, aguas abajo. El desfase aguas arriba ahora presenta un crecimiento continuo hasta llegar al tubo (270°) y, tras este, presenta el comportamiento inverso.

En **c**) se representa el módulo y la fase de la velocidad y las comparaciones, además de con el caso base, se puede realizar con la Ilustración 52. Lo que se presenta aquí son unas variaciones muy suaves del módulo, que tiene una tendencia creciente y se estabiliza tras el tubo. En el caso base, estas variaciones

eran mucho más pronunciadas, mostrando los dos picos antes y después del tubo y luego disminuyendo paulatinamente. Con respecto a Fluent, tampoco hay mucha concordancia aguas abajo, pero quizás aguas arriba sí que se obtiene un resultado similar al esperado, es decir, en las simulaciones, a velocidades tan bajas, las modificaciones en los campos de velocidad se deben prácticamente al movimiento del tubo, ya que el flujo principal es relativamente débil. Por tanto, uno esperaría encontrar valores más bien bajos durante todo el recorrido, con dos zonas donde el módulo aumentase ligeramente que serían en los puntos de contacto y separación del tubo. Es el comportamiento que se tiene hasta $s = -0,7$. En cuanto a la fase, para una concordancia con las simulaciones, se debería tener una fase más o menos constante a 90° antes del tubo (aunque se podría asumir que puede llegar a ser de 180° si se tiene en cuenta la estela del primer tubo) que tendría que cambiar a -90° en la zona de TV y luego mantenerse constante. Aquí la fase inicial son 180° y aumenta de manera progresiva hasta 270° , donde se mantiene constante hasta el final. Esto ofrece cierta consistencia con los resultados de Fluent.

Finalmente, en **d)** se muestra el módulo y la fase de la presión. De nuevo, con respecto al caso base, las diferencias son evidentes, pero conviene recordar que ese caso es para una velocidad de $0,21$ m/s, por lo que los cambios en los campos de presión sí que van a ser evidentes. Aun así, uno esperaría un comportamiento más o menos similar, pero a menor escala, cosa que no ocurre. En cuanto a la fase, más de lo mismo: el comportamiento aquí observado presenta unos valores que aumentan rápidamente hasta llegar a TV, donde alcanza un valor constante de 180° hasta el final, es decir, no se están encontrando zonas aguas abajo del tubo donde puedan generarse fuerzas con carácter potencialmente desestabilizador

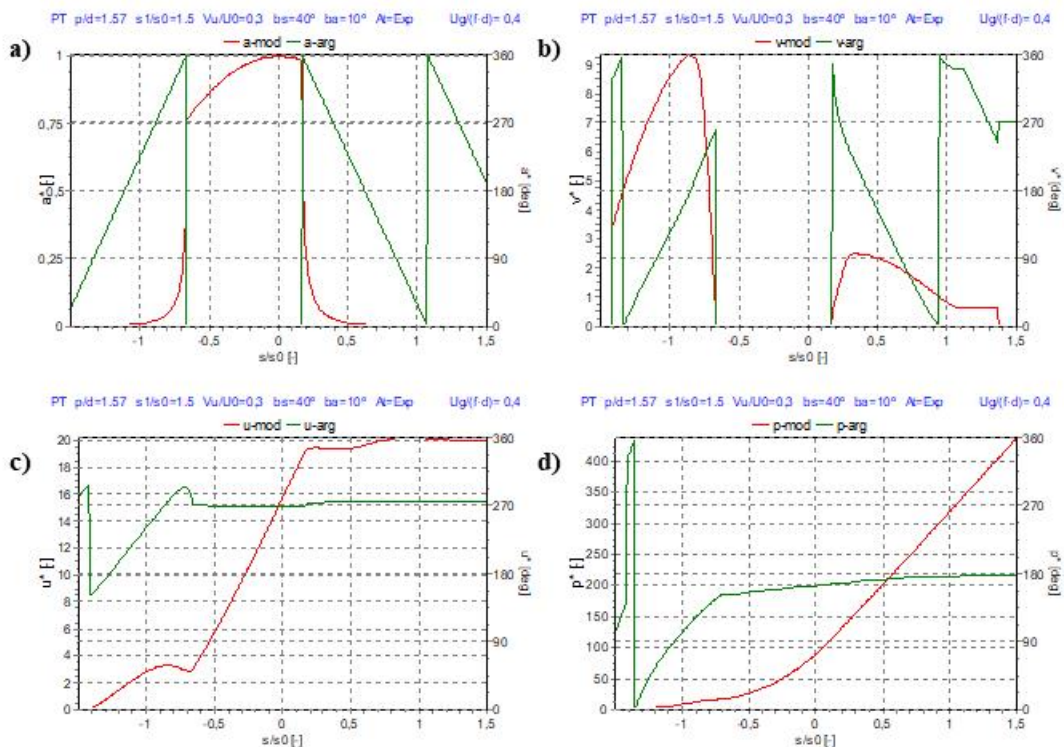


Ilustración 101 Modelo actual con $U_U = 0,015$ m/s, $K_T = 0,9$ y $K_D = 0,7$

Si ahora se aumenta la velocidad hasta $0,42$ m/s, los parámetros del caudal que mejor se ajustan para K_T y K_D son $0,04$ y $0,9$ respectivamente. Estos valores son prácticamente idénticos a uno de los casos

analizados anteriormente pero ahora, al haberlos ajustado con la velocidad correcta, los resultados pueden analizarse de manera más crítica. Se muestran en la Ilustración 102.

En líneas generales, los resultados obtenidos son muy similares a los del caso base. La principal diferencia en los módulos, por ejemplo, es que tienen formas más acusadas. El primer pico de la velocidad (c) es más alto y la caída tras el tubo, más pronunciada, mientras que para la presión (d) ocurre algo similar, con la salvedad de que ahora, aparece una caída de presión aguas abajo en lugar de presentar un ascenso continuado.

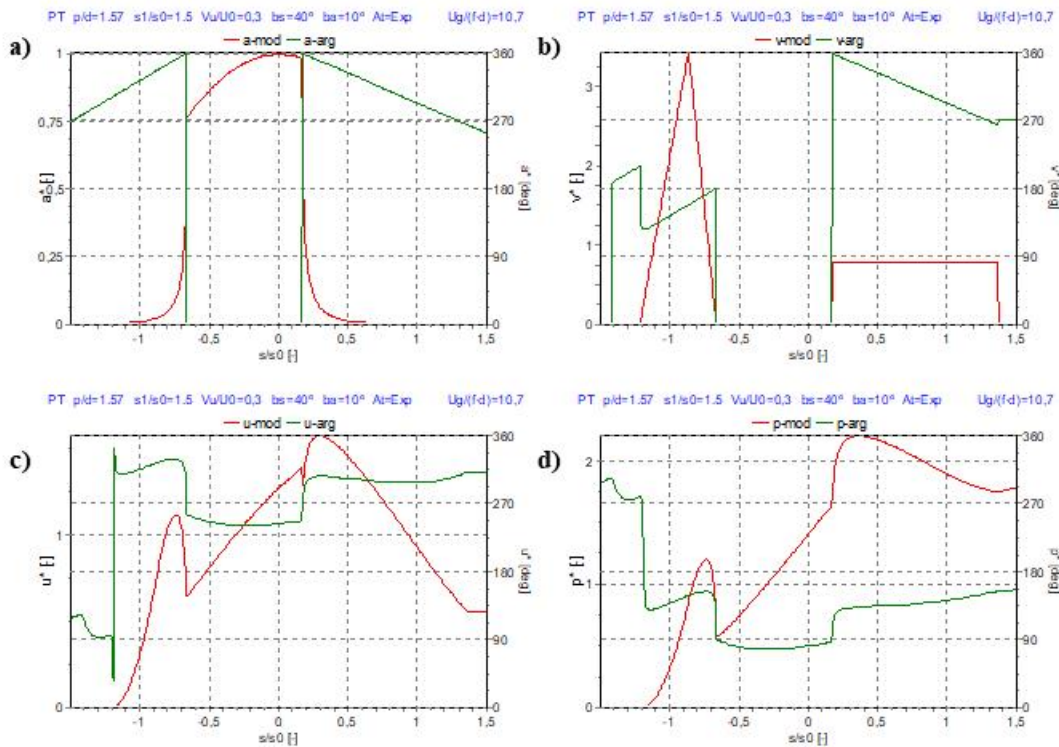


Ilustración 102 Modelo actual con $U_U = 0,42$ m/s, $K_T = 0,04$ y $K_D = 0,9$

Por tanto, modificar la velocidad y reajustar los parámetros, tiene incidencia directa en los resultados. Si esta disminuye, las curvas se suavizan y no presentan tantas oscilaciones como cuando se aumenta. Esto, aunque no se corresponda fielmente con los resultados experimentales, sí que es cierto que está en consonancia con lo que ocurre en la realidad, al menos desde un punto de vista cualitativo (disminuir la velocidad genera zonas con menores presiones, los flujos son más suaves y las variaciones de los distintos parámetros son más uniformes).

En definitiva, se ha visto que la introducción de los caudales transversales en el modelo de Lever y Weaver tiene una repercusión sobre los resultados mucho mayor de la prevista. Los cambios en las distribuciones de velocidades y presiones son más que evidentes y, aunque los dos modelos predicen la existencia de fuerzas potencialmente desestabilizadoras aguas abajo del tubo, el modelo de Lever y Weaver apenas refleja la realidad.

Es interesante destacar también que este nuevo modelo parece replicar de una manera algo más fiel los resultados obtenidos con fluent, sobre todo lo que ocurre antes del tubo. Esto se debe a que el análisis se ha centrado, precisamente, en esa zona, es decir, entre T1 y TV. Sin embargo, la propia formulación de estas hipótesis sugiere (y los datos también lo refuerzan), que existe un caudal transversal también entre TV-T4. Si se realizase un análisis en esas zonas, seguramente se podría llegar a realizar un planteamiento mucho más preciso.

Del mismo modo se ha visto que las aportaciones a este caudal transversal tienen una dependencia importante con la relación P/d , pero también con la velocidad del flujo. Se ha visto que parece haber una relación estrecha con esta última variable que podría ser interesante analizar.

Por último, se ha visto que la variable que más influye en los resultados es la velocidad, arrojando diagramas muy diferentes en función de los distintos valores probados.

Capítulo VI

6. Efecto de la Amplitud de Vibración.

Los modelos clásicos (entre ellos, el de Lever y Weaver), asumen una correspondencia proporcional entre las fluctuaciones del flujo (amplitud, velocidad, presión) y la amplitud de vibración del tubo (TV en nuestro caso). Esto puede ser razonable para predecir la velocidad crítica porque es suficiente con asumir una amplitud de vibración muy pequeña, lo que permite linealizar las ecuaciones, tal y como se hizo en el Capítulo V.

Ahora bien, esta hipótesis falla si las vibraciones tienen una amplitud importante porque, de acuerdo a este razonamiento, si el sistema es inestable, se produciría un incremento indefinido de la amplitud, cosa que no es posible en la realidad. Por lo tanto, tienen que existir no linealidades en el modelo estructural, es decir, por una parte el amortiguamiento estructural tiene que ser función creciente con la amplitud [91] y, por otra, las fuerzas fluidodinámicas (amortiguamiento añadido), tienen que tener una dependencia no lineal con la amplitud. De este modo, si el sistema es inestable, la amplitud de vibración aumentará hasta un valor dado (Oscilación de Ciclo Límite - OCL).

La manera de estimar las OCL para un caso dado pasar por la estimación de las fuerzas fluidodinámicas (mediante CFD y asumiendo vibración forzada, por ejemplo) y haciendo un análisis del comportamiento del sistema, tal y como se muestra en el siguiente apartado.

6.1 Amortiguamiento Neto del Sistema

Al igual que en el Capítulo IV se analizaron, entre otras cosas, las presiones ejercidas sobre el tubo TV, se procederá ahora a un análisis más en detalle de las fuerzas que estas presiones desarrollan. Uno de los objetivos será el intentar determinar, para cada velocidad de flujo analizada, cuál es la amplitud a la cual el amortiguamiento neto del sistema se hace negativo, ya que será indicativo de haberse alcanzado la inestabilidad fluidoelástica. Se procede, por tanto, a explicar qué parámetros son los que se deben recabar de Fluent para que este análisis sea posible.

Se ha comentado ya varias veces a lo largo del presente trabajo que las fuerzas responsables de la inestabilidad del sistema son aquellas que están en fase con la velocidad del tubo, es decir, con un desfase de 90° con respecto a su posición. Esto es así (el desfase), porque se asume que el tubo vibra siguiendo un movimiento armónico simple. Para poder determinar estas fuerzas, resulta imprescindible recabar cierta información durante las simulaciones con Fluent, en concreto, los coeficientes de sustentación (C_L), y especificar de manera correcta los valores de referencia. La ecuación que relaciona el coeficiente C_L con la fuerza de empuje o sustentación es:

$$C_L = \frac{F_L}{1/2 \cdot \rho \cdot U_G^2 \cdot d} \quad (91)$$

Donde:

- F_L es la fuerza de empuje o sustentación.
- ρ es la densidad del fluido.
- U_G es la velocidad del gap.
- d es el diámetro del tubo.

Es posible normalizar la ecuación anterior con la amplitud de vibración de la siguiente manera:

$$C_{Ly} = \frac{C_L}{y^*} = \frac{F_L}{1/2 \cdot \rho \cdot U_G^2 \cdot y} \quad (92)$$

Siendo $y^* = y/d$

Por otro lado, si el tubo describe un m.a.s., su frecuencia angular natural puede describirse como:

$$\omega_{S0} = \sqrt{\frac{k_S}{m_S}} \quad (93)$$

Con k_S y m_S siendo la constante del sistema (equivalente a la constante del muelle) y la masa respectivamente.

De la misma manera, se puede plantear la ecuación de la frecuencia angular neta del sistema:

$$\omega_{N0} = \sqrt{\frac{k_N}{m_N}} \quad (94)$$

Y si la ecuación general de movimiento del tubo se representa como:

$$m_S \ddot{y} + c_S \dot{y} + k_S y = \sum \text{Fuerzas fluidas} = F_L \cdot (\cos \theta y + \sin \theta \dot{y}) \quad (95)$$

siendo θ el desfase de F_L con respecto a la posición del tubo, entonces, se puede plantear (94) de la siguiente manera:

$$\omega_{N0} = \sqrt{\frac{k_N}{m_N}} = \sqrt{\frac{k_S - F_L \cdot \cos \theta}{m_N}} \approx \sqrt{\frac{k_S - F_L \cdot \cos \theta}{m_S}} \quad (96)$$

Por tanto, la relación entre ambas frecuencias puede escribirse:

$$\frac{\omega_{S0}}{\omega_{N0}} = \sqrt{\frac{k_S/m_S}{\frac{k_S - F_L \cdot \cos \theta}{m_S}}} = \sqrt{\frac{k_S}{k_S - F_L \cdot \cos \theta}} \quad (97)$$

Teniendo en cuenta que, según (96), k_S puede expresarse como:

$$\omega_{N0} = \sqrt{\frac{k_S - F_L \cdot \cos \theta}{m_S}} \Leftrightarrow k_S = \omega_{N0}^2 \cdot m_S + F_L \cdot \cos \theta \quad (98)$$

Entonces (97) quedaría:

$$\frac{\omega_{S0}}{\omega_{N0}} = \sqrt{\frac{\omega_{N0}^2 \cdot m_S + F_L \cdot \cos \theta}{\omega_{N0}^2 \cdot m_S + F_L \cdot \cos \theta - F_L \cdot \cos \theta}} = \sqrt{1 + \frac{F_L \cdot \cos \theta}{\omega_{N0}^2 \cdot m_S}} \quad (99)$$

Si se desarrolla el segundo sumando de la raíz cuadrada teniendo en cuenta el valor de F_L que puede despejarse de (92), se puede escribir:

$$\frac{F_L \cdot \cos \theta}{\omega_{N0}^2 \cdot m_S} = \frac{C_{Ly} \cdot \rho \cdot U_G^2}{2 \cdot \omega_{N0}^2 \cdot m_S} \cdot \cos \theta \quad (100)$$

Por otro lado, se sabe que

$$U_{RG} = \frac{U_G}{f \cdot d} \Leftrightarrow U_G = U_{RG} \cdot f \cdot d \quad (101)$$

Siendo:

- U_{RG} la velocidad reducida del gap.
- f la frecuencia de vibración del tubo.

Con lo cual, sustituyendo (101) en (100), se tiene:

$$\frac{F_L \cdot \cos \theta}{\omega_{N0}^2 \cdot m_S} = \frac{C_{Ly} \cdot \rho \cdot U_{RG}^2 \cdot f^2 \cdot d^2}{2 \cdot \omega_{N0}^2 \cdot m_S} \cdot \cos \theta \quad (102)$$

Se define ahora M_R como la relación entre el parámetro masa-amortiguamiento del sistema y el decremento logarítmico del mismo:

$$M_R = \frac{M_{R\delta}}{\delta_S} = \frac{m_S}{\rho \cdot d^2} \quad (103)$$

Por lo que, introduciendo (103) en (102)

$$\frac{F_L \cdot \cos \theta}{\omega_{N0}^2 \cdot m_S} = \frac{C_{Ly} \cdot U_{RG}^2 \cdot f^2}{2 \cdot \omega_{N0}^2 \cdot M_R} \cdot \cos \theta \quad (104)$$

Y sabiendo que

$$\omega_{N0} = 2\pi \cdot f \Leftrightarrow f = \frac{\omega_{N0}}{2\pi} \quad (105)$$

Finalmente se obtiene

$$\frac{F_L \cdot \cos \theta}{\omega_{N0}^2 \cdot m_S} = \frac{C_{Ly} \cdot U_{RG}^2}{8 \cdot \pi^2 \cdot M_R} \cdot \cos \theta \quad (106)$$

Por lo que (99) puede expresarse de la siguiente manera:

$$\frac{\omega_{S0}}{\omega_{N0}} = \sqrt{1 + \frac{F_L \cdot \cos \theta}{\omega_{N0}^2 \cdot m_S}} = \sqrt{1 + \frac{C_{Ly} \cdot U_{RG}^2}{8 \cdot \pi^2 \cdot M_R} \cdot \cos \theta} \quad (107)$$

Por otra parte, se puede definir la ratio del amortiguamiento estructural del sistema como la relación entre el amortiguamiento y el amortiguamiento crítico pudiendo expresarse de la siguiente manera:

$$\xi_S = \frac{C_S}{C_{CS}} = \left(1 + \frac{4\pi^2}{\delta_S}\right)^{-1/2} \quad (108)$$

Del mismo modo, con la ratio del amortiguamiento neto:

$$\xi_N = \frac{C_N}{C_{CN}} = \left(1 + \frac{4\pi^2}{\delta_N}\right)^{-1/2} \quad (109)$$

en donde C_N puede obtenerse despejando de (95) y C_{CN} se expresa según (111)

$$C_N = C_S - F_L \cdot \sin \theta \quad (110)$$

$$C_{CN} = 2 \cdot \omega_{N0} \cdot m_N \approx 2 \cdot \omega_{N0} \cdot m_S \quad (111)$$

Por tanto, sustituyendo (110) y (111) en (109) y despejando C_S en (108) para introducirlo, así mismo, en (109), se tiene:

$$\xi_N = \frac{C_S - F_L \cdot \sin \theta}{2 \cdot \omega_{N0} \cdot m_S} = \frac{\xi_S \cdot C_{CS} - F_L \cdot \sin \theta}{2 \cdot \omega_{N0} \cdot m_S} = \frac{\xi_S \cdot C_{CS}}{2 \cdot \omega_{N0} \cdot m_S} - \frac{F_L \cdot \sin \theta}{2 \cdot \omega_{N0} \cdot m_S} \quad (112)$$

Teniendo en cuenta que C_{CS} puede expresarse como:

$$C_{CS} = 2 \cdot m_S \cdot \omega_{S0} \quad (113)$$

entonces, el primero de los sumandos de (112) puede escribirse como:

$$\frac{\xi_S \cdot C_{CS}}{2 \cdot \omega_{N0} \cdot m_S} = \frac{\omega_{S0}}{\omega_{N0}} \cdot \xi_S \quad (114)$$

Mientras que el segundo, teniendo en cuenta lo establecido en (101), (103) y (105), podría expresarse:

$$\begin{aligned} \frac{F_L \cdot \sin \theta}{2 \cdot \omega_{N0} \cdot m_S} &= \frac{C_{Ly} \cdot \rho \cdot U_G^2 \cdot \sin \theta}{4 \cdot \omega_{N0}^2 \cdot m_S} = \frac{C_{Ly} \cdot \rho \cdot U_{RG}^2 \cdot f^2 \cdot d^2 \cdot \sin \theta}{4 \cdot \omega_{N0}^2 \cdot m_S} = \\ &= \frac{C_{Ly} \cdot U_{RG}^2 \cdot f^2 \cdot \sin \theta}{4 \cdot \omega_{N0}^2 \cdot M_R} = \frac{C_{Ly} \cdot U_{RG}^2 \cdot \sin \theta}{16\pi^2 \cdot M_R} \end{aligned} \quad (115)$$

Expresión en donde F_L se ha sustituido por:

$$F_L = \frac{C_{Ly} \cdot \rho \cdot U_G^2}{2 \cdot \omega_{N0}} \quad (116)$$

para que dimensionalmente la expresión (115) sea correcta.

Sustituyendo ahora (114) y (115) en (112) se obtiene finalmente:

$$\xi_N = \frac{\omega_{S0}}{\omega_{S0}} \cdot \xi_S - \frac{C_{Ly} \cdot U_{RG}^2 \cdot \sin \theta}{16\pi^2 \cdot M_R} \quad (117)$$

Si ahora se vuelve a (109) y se despeja el decremento logarítmico neto del sistema, se obtiene la siguiente expresión:

$$\xi_N = \frac{C_N}{C_{CN}} = \left(1 + \frac{4\pi^2}{\delta_N}\right)^{-1/2} \Leftrightarrow \delta_N = \frac{2\pi\xi_N}{\sqrt{1 - \xi_N^2}} \quad (118)$$

Es decir, en este momento, sería posible determinar δ_N conociendo los valores de C_I y definiendo los parámetros del sistema como son m_S , ρ y d , lo que en definitiva significa que sería posible determinar δ_N con los datos obtenidos con Fluent.

La importancia de este parámetro radica en que, si es positivo, la amplitud de la vibración se irá reduciendo a un ritmo que será tanto mayor cuanto mayor sea su valor hasta que esta desaparece o se alcance una amplitud en donde δ_N sea nulo. En este segundo caso, se dice que el sistema habría alcanzado una oscilación de ciclo límite (OCL). Por el contrario, si este parámetro es negativo, la amplitud irá aumentando de manera progresiva.

Por tanto, se estaría en condiciones de poder determinar δ_N con respecto a la amplitud de vibración y analizar para qué amplitud se hace nulo en función de los valores que se den a M_R y a ξ_S . Las fuerzas que sobre el tubo estén actuando en ese momento, serán las de interés.

En efecto, si:

$$\delta_N = \frac{2\pi\xi_N}{\sqrt{1 - \xi_N^2}} = 0 \Leftrightarrow \xi_N = 0 \quad (119)$$

Por lo que esto supone que, para un M_R dado, se alcanzará una amplitud de ciclo límite si:

$$\xi_N = \frac{\omega_{S0}}{\omega_{S0}} \cdot \xi_S - \frac{C_{Ly} \cdot U_{RG}^2 \cdot \sin \theta}{16\pi^2 \cdot M_R} = 0 \Leftrightarrow \frac{\omega_{S0}}{\omega_{S0}} \cdot \xi_S = \frac{C_{Ly} \cdot U_{RG}^2 \cdot \sin \theta}{16\pi^2 \cdot M_R} \Leftrightarrow$$

$$\xi_S = \frac{C_{Ly} \cdot U_{RG}^2 \cdot \sin \theta}{16\pi^2 \cdot M_R} \cdot \frac{1}{\omega_{S0}/\omega_{N0}} \quad (120)$$

Y sustituyendo (107) en (120):

$$\xi_S = \frac{C_{Ly} \cdot U_{RG}^2 \cdot \sin \theta}{16\pi^2 \cdot M_R \cdot \sqrt{1 + \frac{C_{Ly} \cdot U_{RG}^2}{8 \cdot \pi^2 \cdot M_R} \cdot \cos \theta}} \quad (121)$$

Y llamando:

$$B = \frac{C_{Ly} \cdot U_{RG}^2}{8 \cdot \pi^2 \cdot M_R} \quad (122)$$

La ecuación (121) quedaría:

$$\xi_S = \frac{B \cdot \sin \theta}{2 \cdot \sqrt{1 + B \cdot \cos \theta}} \quad (123)$$

Que sería el valor del amortiguamiento estructural que hace δ_N nulo para un M_R dado.

Del mismo modo, se puede hacer el cálculo inverso, es decir, determinar el valor que debe tomar M_R cuando lo que se conoce es el valor del amortiguamiento estructural. En esa situación se tendría el mismo punto de partida, pero ahora se despejaría M_R . Se puede partir de la ecuación (123), despejar B y, finalmente, M_R .

$$\xi_S = \frac{B \cdot \sin \theta}{2 \cdot \sqrt{1 + B \cdot \cos \theta}} \Leftrightarrow \xi_S^2 \cdot 4 \cdot (1 + B \cdot \cos \theta) = B^2 \cdot \sin^2 \theta \quad (124)$$

Si se desarrolla esta expresión, se tiene una ecuación de segundo grado en B que, despejando puede expresarse como:

$$B = \frac{\cos \theta \pm \sqrt{\cos^2 \theta + \sin^2 \theta / \xi_S^2}}{\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\sin \theta}{\xi_S}\right)^2} \quad (125)$$

Teniendo en cuenta que B ha de tomar valores positivos, la única solución válida es:

$$B = \frac{\cos \theta + \sqrt{\cos^2 \theta + \sin^2 \theta / \xi_S^2}}{\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\sin \theta}{\xi_S}\right)^2} \quad (126)$$

Y puesto que B era:

$$B = \frac{C_{Ly} \cdot U_{RG}^2}{8 \cdot \pi^2 \cdot M_R} \Leftrightarrow M_R = \frac{C_{Ly} \cdot U_{RG}^2}{8 \cdot \pi^2 \cdot B} \quad (127)$$

Que, sustituyendo queda:

$$M_R = \frac{\left(\frac{U_{RG} \cdot \sin \theta}{4\pi \cdot \xi_S}\right)^2 C_{Ly}}{\cos \theta + \sqrt{\cos^2 \theta + \frac{\sin^2 \theta}{\xi_S^2}}} \quad (128)$$

Por último, resulta interesante analizar el comportamiento del sistema en relación a los valores que pueda tomar la derivada de δ_N con respecto a la amplitud cuando δ_N es nulo, es decir, cuando estamos ante una oscilación de ciclo límite:

$$\left(\frac{d\delta_N}{dy}\right)_{y=OCL} \quad (129)$$

Si la derivada tomase un valor negativo, un ligero aumento en la amplitud de vibración se traduciría en un amortiguamiento neto del sistema negativo, lo que supondría alcanzarse un estado de inestabilidad en el que la amplitud comenzaría a crecer. Por el contrario, si la y se reduce, el sistema adquiriría un amortiguamiento neto positivo, por lo que la vibración se iría atenuando hasta pararse. En este caso, se dice que este estado de OCL es inestable y, en la práctica, no tendría lugar [92].

Por otro lado, si (129) tomase un valor positivo, un ligero aumento de la amplitud de vibración se traduciría en un amortiguamiento neto del sistema positivo, lo que amortiguaría esa amplitud hasta devolverla a su estado inicial. Si la y se reduce, pasaría lo contrario. Se dice que este estado de OCL es estable.

En definitiva, fijando los valores de M_R y ξ_S es posible determinar, para cada velocidad simulada, cuál es la amplitud a la que se desarrolla la inestabilidad fluidoelástica, conociendo únicamente los valores del parámetro Cl que genera Fluent. En el caso que se describe, los parámetros que se fijan son M_R y $M_{R\delta}$ ya que con ellos es posible conocer δ_S , con el que se puede determinar ξ_S (ecuación (108)). Con Cl y M_R , se calcula la ecuación (107) y, con todo lo anterior, se puede resolver (117) que permite obtener δ_N a través de (118)

6.2 Análisis de Resultados

Las señales obtenidas con el Fluent se transforman al dominio de frecuencias mediante un procesado FFT que permite obtener sus fases y amplitudes. Combinando estos resultados con las operaciones descritas anteriormente, pueden obtenerse, para varias velocidades, distintas curvas para analizar que, en líneas generales, presentan un comportamiento similar. Por este motivo, únicamente se muestran y analizan los resultados obtenidos para una velocidad de 0,21 m/s; $M_R = 100$ y $M_{R\delta} = 1$ (Ilustración 103), mientras que los restantes casos, se presentan en el Anexo A.

En **a)** se muestra el coeficiente de empuje frente a la amplitud de oscilación. Se puede apreciar cómo, efectivamente, hay una linealidad entre este y la amplitud cuando esta baja. Esta linealidad se extenderá tanto más cuanto menor sea la velocidad. Se aprecia también que C_L alcanza un máximo y luego parece hacerse constante, con una ligera tendencia a disminuir según aumenta la vibración. En cuanto al desfase,

hay una rápida disminución del mismo que es, tanto más acusada, cuanto mayor es la velocidad (ver Anexo A para los demás casos). Este desfase alcanza un mínimo y luego empieza a crecer.

En b) se muestra lo mismo, con la salvedad de que ahora, C_L está normalizado con la amplitud de vibración. De este modo, mientras se mantenga la proporcionalidad, el tramo debería ser recto. Esta representación es mucho más clara y precisa a la hora de estimar hasta qué punto se da esa relación entre fuerzas y amplitudes.

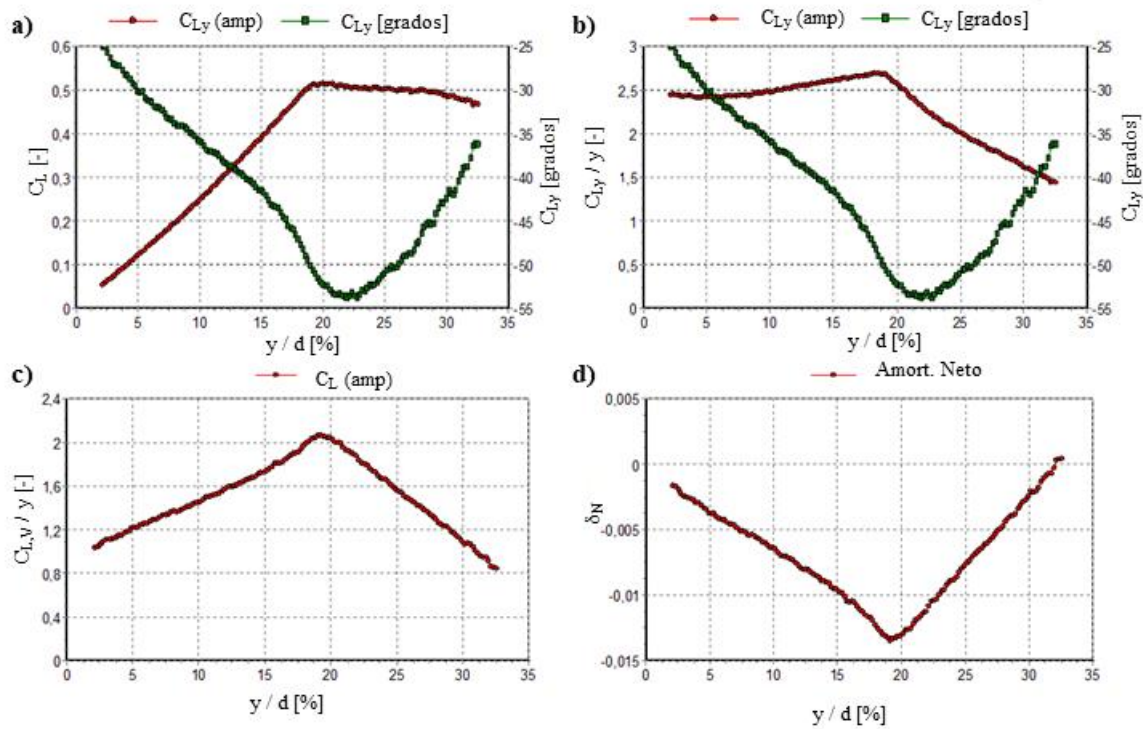


Ilustración 103 Resultados para $U_U = 0,21$, $M_R = 100$, $M_{R\delta} = 1$. a) C_L y desfase; b) C_L normalizado con la amplitud y desfase; c) Componente de C_L en fase con velocidad; d) Amortiguamiento neto.

Tal y como se vio anteriormente, hay una relación entre C_L y la fuerza de empuje sobre el tubo que vibra. También se mencionó que la componente desestabilizante de esta fuerza es la que está en fase con la velocidad del tubo, es decir, cuando este tiene una velocidad máxima (pasa por el centro), esta fuerza, también es máxima.

Si se representa la componente del coeficiente de empuje en fase con la velocidad normalizada con la amplitud, se obtiene la Ilustración 103 c). Lo que se puede apreciar, de manera aproximada, es que la relación $C_{L,v}/y$ frente a la amplitud de vibración, sigue un desarrollo que se asemeja a una línea con una pendiente determinada que parece que (ver resto de gráficas en Anexo A):

- Por una parte, esa pendiente que es tanto menor cuanto mayor es la velocidad.
- Por otra, tiene un tramo ascendente y otro descendente.

Mientras $C_{L,v}$ tenga un valor positivo, estará generando, por definición, una fuerza también positiva que, según se vio en desarrollos anteriores, tendrá un carácter desestabilizador en el amortiguamiento neto del sistema. La pendiente está relacionada, obviamente, con el módulo de esta fuerza, de modo que los tramos con pendiente positiva indican fuerzas crecientes, mientras que los de pendiente negativa,

decrecientes. Esto resulta interesante porque se aprecia cómo, a partir de cierto valor, C_{Lv} comienza a disminuir, lo que significa que su contribución desestabilizadora es cada vez menor. Esto termina haciendo que el amortiguamiento neto del sistema acabe siendo nulo, momento en el cual se habrá alcanzado una OCL estable.

Tal y como se ha demostrado al inicio del capítulo, es posible obtener el valor del decremento logarítmico neto del sistema con los datos que se recogen de Fluent y fijando algunos parámetros del sistema como M_R y $M_{R\delta}$. También se comentó que, cuando este parámetro vale 0, el sistema alcanza una oscilación de ciclo límite y que, en función de los valores que tomase la derivada con respecto a la amplitud, esta OCL podía ser inestable o estable. Si se realiza la representación gráfica de la variación de δ_N frente a la amplitud de vibración, se obtiene lo que muestra la Ilustración 103 **d**).

Se observa como empieza con una pendiente negativa y en valores menores que cero, esto es, estaríamos ya con un caso de inestabilidad. Para velocidades menores (ver Anexo A), el comportamiento es similar, pero la curva esta desplazada hacia arriba. Esto significa que para los valores más pequeños de la amplitud, el sistema aún muestra un amortiguamiento neto positivo, por lo tanto, estaríamos en una zona de estabilidad. La amplitud de vibración en el primer paso por cero (tramo descendente), es lo que anteriormente se denominó OCL inestable, es decir, al llegar a este punto, un ligero aumento de la amplitud de vibración provoca que el sistema se vuelva inestable (amortiguamiento neto negativo), por lo que la vibración aumentará hasta que esta curva vuelva a pasar de nuevo por cero, momento en el que se alcanzaría una OCL estable. Esta sería a amplitud de vibración que nos interesaría para la determinar la IFE.

6.3 Mapa de Amortiguamiento Neto.

Con los datos recabados en el apartado anterior, se procede a representar un mapa de amortiguamiento neto con el que poder realizar algunos análisis de interés. En un primer lugar, se estudiará el caso de referencia ($M_R = 100$ y $M_{R\delta} = 1$), y, más adelante, se comentarán los efectos que tienen sobre el resultado la variación de estas propiedades estructurales. El diagrama representa, en el eje horizontal, la velocidad reducida y, en el vertical, la amplitud de vibración.

6.3.1. Caso de Referencia.

El caso de referencia se representa en la Ilustración 104 y los parámetros estructurales son $M_R = 100$ y $M_{R\delta} = 1$.

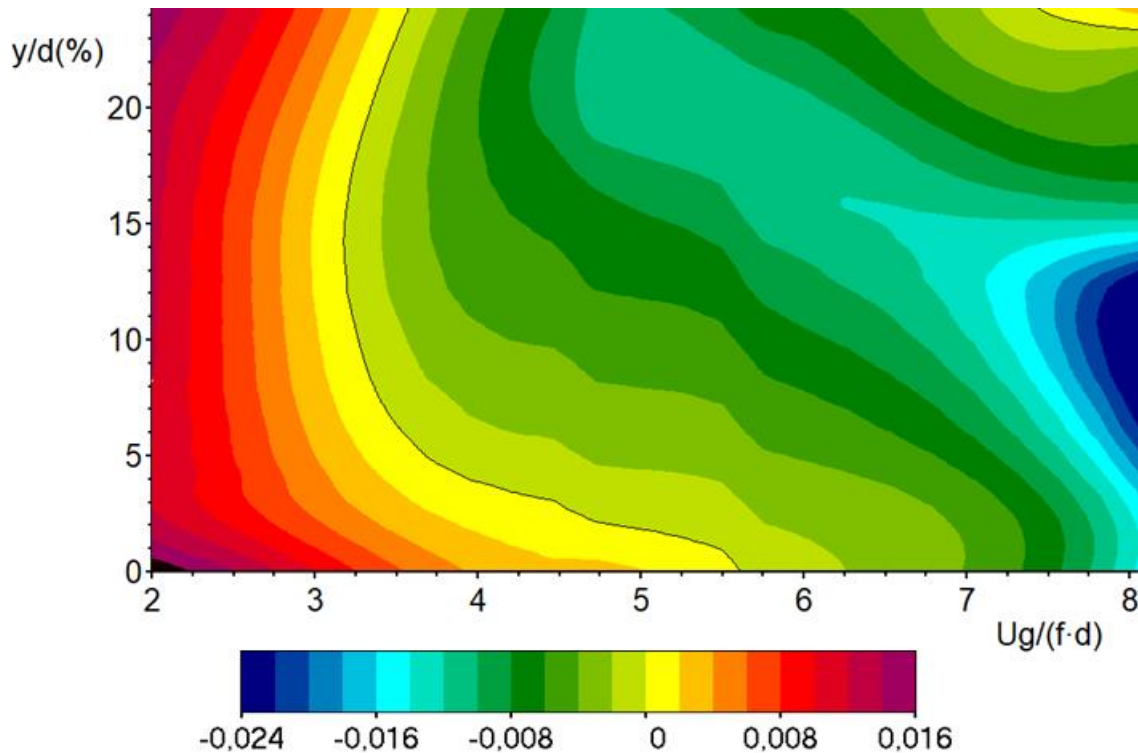


Ilustración 104 Mapa de amortiguamiento neto para $M_R = 100$ y $M_{R\delta} = 1$

Lo que se aprecia es que para $U_{Rg} < 3,2$, el amortiguamiento neto del sistema es siempre positivo para cualquier amplitud de vibración, por lo que el sistema va a ser siempre estable. Del mismo modo, el sistema mostraría una variación muy pequeña de δ_N (franja de color muy verticales). Por encima de ese valor de U_{Rg} , el amortiguamiento neto seguiría siendo positivo pero, a medida que aumenta la amplitud de vibración iría disminuyendo hasta tomar un valor nulo, momento en el que se alcanzaría una oscilación de ciclo límite. Desde este punto, el sistema puede evolucionar de dos maneras (bifurcación): si la amplitud de vibración disminuye ligeramente, entonces el amortiguamiento neto se hace positivo y la vibración tiende a desaparecer. Por el contrario, si aumentase, el amortiguamiento neto se haría negativo y la amplitud crecería hasta volver a encontrarse de nuevo con la línea de valor nulo. Este primer nulo en el amortiguamiento, que ya se ha comentado en apartados anteriores, es lo que se conoce como oscilación de ciclo límite inestable.

Aunque para valores de U_{Rg} ligeramente superiores a 3,2 no se aprecie del todo bien, el valor del amortiguamiento neto una vez se alcanza la OCL inestable, disminuye hasta un mínimo y luego vuelve a crecer. Si se traza una vertical en $U_{Rg} = 7$, por ejemplo, puede verse este razonamiento. Cuando se vuelve a alcanzar la línea de amortiguamiento nulo, se habrá alcanzado una nueva oscilación de ciclo límite, con la diferencia que, en este caso, es estable (aumentos / disminuciones en la amplitud de vibración hacen que el amortiguamiento neto sea positivo / negativo, por lo que la respuesta del sistema es atenuar / amplificar la vibración hasta el valor inicial).

Por tanto, podemos concluir que $U_{Rg} = 3,2$ es una velocidad crítica de inestabilidad para este sistema, ya que puede darse el fenómeno de la IFE. Sin embargo, para que esta aparezca, ha de darse una segunda condición y es que la amplitud de vibración supere un cierto umbral. Para cualquier velocidad superior a

3,2, la amplitud para alcanzar la OCL inestable es cada vez menor y para valores superiores a 5,6 el sistema sería inestable desde $y = 0$.

Este tipo de mapas confirma lo sugerido por Austermann y Popp [92] y justifican la dispersión de datos de velocidad crítica que se puede encontrar en la literatura científica. Del mismo modo, justifica también la existencia de fenómenos de histéresis en ensayos en túnel de viento o hidrodinámicos.

6.3.2. Efecto de las propiedades estructurales del sistema.

En el presente apartado se analizará cómo responde el sistema ante cambios en los parámetros estructurales.

En el primer caso, se mantendrá el *mass ratio* en 100, pero el parámetro de masa-amortiguamiento se hará el doble y la mitad del caso base. Los resultados se muestran en la Ilustración 105. En ella se aprecia como cuando el parámetro de masa-amortiguamiento se hace más grande **(a)**, el sistema se vuelve más estable. Según los datos que muestra el gráfico, la velocidad crítica del sistema es ligeramente superior a 4,5. Por debajo de este valor, además, las variaciones del amortiguamiento neto del sistema son pequeñas. Por encima, sin embargo, aún son necesarias amplitudes de vibración importantes para que se desate la IFE, pero estas son cada vez menores, cuanto mayor es esta velocidad. Sería necesario alcanzar una U_{Rg} cercana a 7,7 para que la IFE se desate desde $y = 0$. Lo que sí se puede apreciar en este caso es un ejemplo completo de evolución de la vibración. Si se toma el caso de $U_{Rg} = 6$, vemos que, a medida que aumenta la amplitud de vibración, el amortiguamiento neto del sistema es cada vez menor (sigue siendo positivo). Al llegar a una amplitud de vibración del 13,5%, se llega a la OCL inestable. Aquí, si aumenta un poco más la amplitud, el sistema evolucionaría automáticamente hasta alcanzar la OCL estable, que se corresponde con una vibración de casi el 21%.

Por otro lado, si disminuimos $M_{R\delta}$ **(b)**, ocurre lo contrario. La velocidad crítica ahora estaría en el entorno de 2,5, pero a poco que se supere, las amplitudes necesarias para la OCL inestable son muy bajas (para $U_{Rg} = 3$, la amplitud necesaria es del 3%, por ejemplo) y, para U_{Rg} superiores a 3,7, el fenómeno se manifiesta desde $y = 0$.

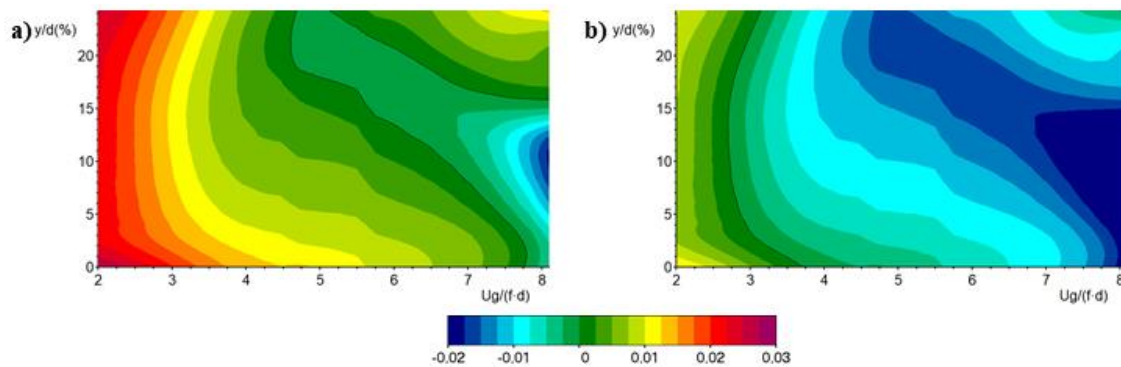


Ilustración 105 Mapas de amortiguamiento neto con $M_R = 100$ y a) $M_{R\delta} = 2$; b) $M_{R\delta} = 0,5$.

En definitiva, aumentar el parámetro de masa-amortiguamiento del sistema lo vuelve más estable, haciendo necesarias combinaciones de velocidades y amplitudes más altas para alcanzar la inestabilidad. Lo contrario ocurre si disminuye.

A continuación, se modifica M_R y se deja fijo $M_{R\delta}$. Los resultados se reflejan en la Ilustración 106. En ella se aprecia cómo los resultados son muy similares en cuanto a forma. En **a)** se ha duplicado M_R y alcanza un valor de 200 mientras que en **b)**, se ha reducido a la mitad, 50. Los mapas que aparecen muestran una velocidad crítica ligeramente inferior a 3,2 y OCL (inestables) a amplitudes que, para 3,2 se sitúa en el entorno del 15%, pero que decaen rápidamente con la velocidad, de modo que cuando se supera una velocidad de 5,5, la inestabilidad aparecería desde $y = 0$. La diferencia entre ambos mapas sin duda, son los distintos valores que toma el amortiguamiento neto. En el primer caso **(a)**, las variaciones son muy pequeñas en todo el rango representado, incluso dentro de la zona de inestabilidad, mientras que para **(b)**, las variaciones son más marcadas. Es decir, si se representase en unos ejes ordenados δ_N frente a amplitud de vibración para una velocidad determinada, tendríamos el comportamiento previsto de una pendiente negativa al principio y positiva después, con la particularidad de que esta pendiente sería muy pequeña en **(a)** y más pronunciada en **(b)**. Sin embargo, en ambos casos se obtendrían las OCL para unas mismas amplitudes.

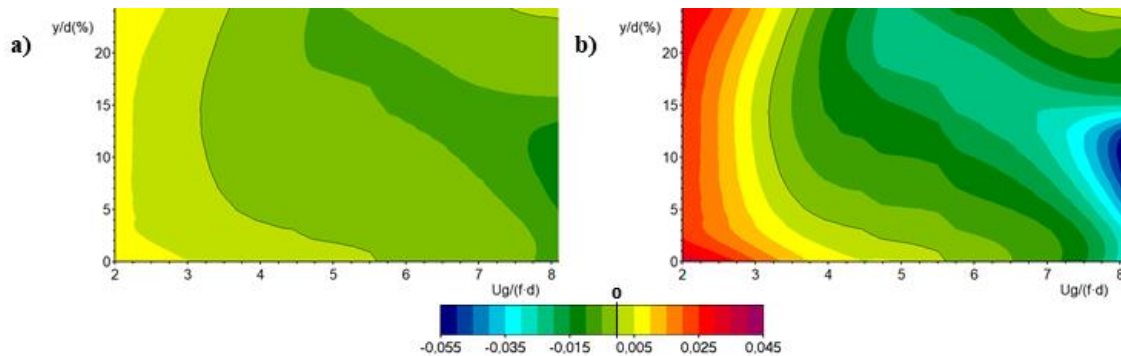


Ilustración 106 Mapas de amortiguamiento neto con $M_{R\delta} = 1$ y a) $M_R = 200$; b) $M_R = 50$.

Por último, se probará cómo se modifican las curvas si, manteniendo constante δ_s , se modifica el parámetro de masa (M_R). Los resultados se muestran en la Ilustración 107. En ambos casos, δ_s es constante e igual a 0,02 mientras que en (a) M_R es 100 y en (b), M_R es 50. Las principales diferencias que se pueden entrever al comparar ambas figuras es que, a mayor valor del parámetro de masa, más estabilidad tiene el sistema. En (a), no solamente se tienen velocidades críticas mayores, si no que se requieren también amplitudes elevadas para desencadenarlas y esta, va cayendo poco a poco a medida que subimos la velocidad. Así mismo, las variaciones del amortiguamiento neto son bastante suaves. En (b), vemos como la velocidad crítica está en el entorno de 3,2 y, aunque se requieren amplitudes del orden del 15% para desencadenar la inestabilidad, caen muy rápidamente con los aumentos de velocidad (en 3,5, por ejemplo, tendríamos una amplitud del 5%). Además de esto, el amortiguamiento neto del sistema varía bastante y resulta ser bastante sensible a la velocidad (campos de colores más estrechos)

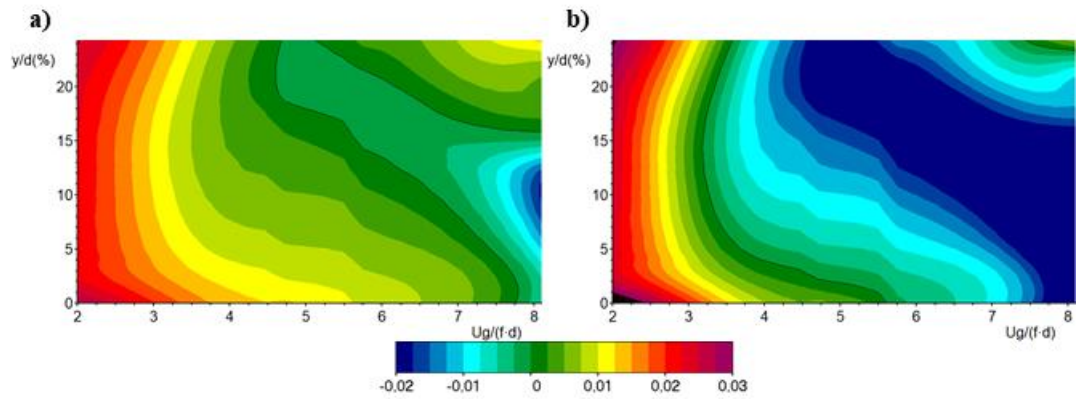


Ilustración 107 Mapas de amortiguamiento neto con $\delta_s = 0,02$ y a) $M_R = 100$; b) $M_R = 50$

Capítulo VII

7. Conclusiones

A lo largo de la presente tesis se han abordado distintos trabajos que han girado en torno a la inestabilidad fluidoelástica. Se comenzó preparando un mallado con Gambit y lanzando unas simulaciones en Fluent que posteriormente serían analizadas con la ayuda de los datos que el programa recogía. Tras validar el modelo, se procedió a realizar un análisis de los resultados que llevaron a plantear la hipótesis de la existencia de caudales transversales que permitían el intercambio de flujo entre los canales de corriente que circulaban entre los tubos. De aquí, se pasó a comprobar la hipótesis e implementarla en el modelo de Lever y Weaver, analizando las repercusiones que esto tenía sobre el modelo en cuestión y comparando, de paso, los resultados con la simulación. Finalmente, se ha analizado el efecto de la amplitud de vibración en función de los parámetros del sistema. Por todo esto, se ha decidido condensar las conclusiones en diferentes apartados que abarquen los distintos puntos tratados.

7.1. Respecto a la metodología CFD.

- Comparando los resultados con el mallado de este estudio para la triangular paralela con $P/d = 1,57$, donde el número de celdas era del orden de $7 \cdot 10^5$ (con 180 celdas por tubo), con los de un modelo anterior con una definición inferior, se aprecia una mejora muy notoria en la nitidez de los resultados de los mapas de fluctuaciones.

- En cuanto al paso temporal, interesa bajarlo a 0,000125 segundos porque si no, los resultados de las fuerzas fluctuantes se modifican.
- La discretización de los términos convectivos de las ecuaciones ha de ser de segundo orden.
- Los criterios de convergencia mejoran los resultados si se bajan a 10^{-7} .
- La estrategia de imponer vibración forzada mediante una UDF es efectiva para obtener el comportamiento del sistema y, en particular, las fuerzas fluidodinámicas para cada amplitud, con lo que resulta más sencillo obtener en amortiguamiento neto del sistema y decidir si este es estable o inestable. Así mismo, se necesitan muchas menos oscilaciones que con un estudio similar con vibración libre (ver de Pedro *et al.* [1]).
- Las placas para estabilizar el tubo aguas abajo son necesarias para minimizar las turbulencias aguas abajo y su posición resulta ser también importante. En líneas generales, cuanto más cerca del haz de tubos estén, mejor.
- La corona alrededor de TV es indispensable para que en esa zona la deformación de la malla desaparezca. En esa zona se dan los mayores gradientes de velocidades y presiones, por lo que resulta fundamental tener un mallado uniforme durante toda la simulación.
- En cuanto a las características de la malla dinámica, se ha visto que la inclusión de opciones que permitan la deformación de las celdas, resulta perjudicial para amplitudes superiores al 8-10%, sean cuales sean los parámetros escogidos, por lo que no es recomendable seleccionar ninguna de estas opciones. Por el contrario, el mejor ajuste se consigue únicamente con un remallado estricto en cada paso temporal y obligando a que los tamaños máximos y mínimos de las celdas sean lo más parecidos posible a los tamaños de celda promedio del mallado.

7.2. Respecto al fenómeno de la IFE a partir de resultados CFD

- Comparando los resultados con la geometría actual frente modelos anteriores (ver de Pedro *et al.* [1]), con un mallado más grueso y discretizaciones de primer orden se observa que:
 - En general, los resultados cuantitativos son coincidentes para amplitudes de vibración de hasta el 5% respecto a fluctuaciones de velocidad y presión a la frecuencia de vibración.
 - Sin embargo, ahora el punto de definición espacial es mucho más nítido ahora.
- El flujo promedio de velocidades y presiones prácticamente permanece invariable con la amplitud de vibración hasta, por lo menos, el 30% (con velocidad $U_U = 0,21$ m/s) incluyendo aquí las regiones de baja presión en las zonas de contacto entre los tubos de corriente y los tubos del haz.
- El flujo promedio muestra que los puntos de contacto y separación de los tubos de corriente con los cilindros del haz no son simétricos.
- Las fluctuaciones de velocidad a lo largo de las líneas fluidas son tanto más altas cuanto más cerca estén del tubo TV y la fase aumenta con la distancia aguas abajo, en coincidencia con los resultados de Khalifa *et al.* [4]. Aguas arriba, la fase muestra un patrón más complejo.

- Así mismo, presentan una buena proporcionalidad con respecto a la amplitud en zonas no muy próximas a TV. Con la fase ocurre algo similar.
- Con respecto a la velocidad, las fluctuaciones de la velocidad presentan un comportamiento cualitativo similar con dos grandes picos salvo en la zona inmediatamente anterior a TV (zona de contacto del canal de corriente). El desfase es algo más disperso pero también muestra un comportamiento similar, sobre todo aguas arriba. Aguas abajo, la influencia de la velocidad es relevante a la hora de trasladar la perturbación.
- Las fluctuaciones de presión presentan también una buena proporcionalidad con respecto a la amplitud de vibración cuando se normalizan respecto a la velocidad del gap y la velocidad del tubo. Las mayores divergencias se dan en la zona de TV ya que aquí, las diferencias son notables según nos alejamos radialmente. La fase sigue prácticamente la misma curva independientemente de la amplitud.
- Con respecto a la velocidad...
- Las fuerzas estacionarias calculadas con Fluent se correlacionan muy bien con los resultados de Sawadogo y Murehiti [6].
- Se ha demostrado la existencia de transferencia de flujo neto no nulo entre los canales de corriente principales, probando que la hipótesis de Lever y Weaver sobre su independencia es errónea.
- Este caudal tiene dos componentes, una en fase con la posición del tubo y otra con su velocidad.
- Los valores de cada una de estas componentes se ha visto que dependen de la relación P/d , de la amplitud de vibración y de la velocidad del flujo.
- Se ha encontrado una muy buena proporcionalidad entre el caudal transversal y el caudal de entrada para U_{Rg} superiores a 2 cuando la amplitud de vibración permanece constante.
- El desfase de este caudal transversal únicamente parece depender de la velocidad del flujo, aumentando cuando lo hace este.
- Cuando la amplitud de vibración varía y se mantiene la velocidad aguas arriba, hay una buena proporcionalidad entre el caudal transversal y el que desplaza el tubo.

7.3. Respecto al modelo LW modificado.

- El modelo de Lever y Weaver muestra unos resultados que poco o nada tienen que ver con las simulaciones de Fluent cuando se analizan los módulos y fases de la velocidad y la presión a lo largo del dominio.
- Pese a esto, se ha visto que el modelo sí consigue predecir la existencia de una zona tras TV en donde la presión está en fase con la velocidad del tubo y, por tanto, las fuerzas aquí generadas son potencialmente desestabilizadoras del sistema.
- A unas conclusiones similares se llega con el modelo de Yetisir y Weaver. La atenuación que introducen genera pocos cambios en los gráficos de velocidades y presiones, salvo a nivel cuantitativo.

- La introducción de los caudales transversales en el modelo, únicamente afecta a la formulación de $u(s,t)$.
- Las distribuciones de velocidades de este caudal presentan un aspecto muy diferente entre sí. Q_T muestra una forma simétrica con respecto al tubo y más o menos parabólica (abierta hacia abajo), mientras que Q_D presenta un fuerte pico aguas arriba y una distribución tipo meseta aguas abajo.
- La introducción de los caudales transversales tiene una repercusión mayor de la esperada y ofrecen cierto parecido a las simulaciones de Fluent, sobre todo hasta la zona del tubo.
- Sobre la superficie del tubo el modelo no responde bien porque en esa zona se dan características de flujo 2D que son imposibles de representar con esta formulación.
- Aguas abajo el nuevo modelo no responde tan bien, entre otras cosas porque en esa zona no se han realizado modificaciones. Pese a todo, también prevé la existencia de fuerzas desestabilizantes, aunque el desarrollo del módulo de la presión no es acorde a la realidad.
- La modificación de los ángulos de contacto y separación del flujo en el tubo tienen poca incidencia en los diagramas de velocidad y presión.
- Las variaciones de velocidad (con el correspondiente ajuste de los parámetros K_T y K_D), sí muestra diferencias notables y coherentes con los parámetros supuestos.
- Velocidades pequeñas generan curvas $U - s$ más suaves y curvas $P - s$ donde no aparecen las zonas de altas presiones. Los desfases también son distintos y se hacen uniformes tras pasar el tubo.
- Velocidades elevadas remarcan y agudizan los diagramas vistos en el caso base. Como particularidad, destacar que, a velocidades altas, la presión decae aguas abajo del tubo en lugar de aumentar de manera indefinida, lo que es algo más cercano a la realidad.

7.4. Respecto del efecto de la amplitud de vibración.

- Se ha desarrollado una formulación que permite obtener los valores del amortiguamiento neto del sistema en base a los parámetros recogidos con Fluent (Cl) y en función de M_R y δ_S .
- Los valores de Cl presentan una buena proporcionalidad con la amplitud de vibración cuando esta es pequeña. Esta proporcionalidad se pierde en valores que serán tanto menores cuanto mayor sea la velocidad aguas arriba del fluido.
- En todos los casos analizados, el comportamiento es el mismo: Cl aumenta hasta un máximo y luego empieza a decaer.
- El desfase disminuye con la amplitud de vibración a un ritmo que es tanto mayor cuanto mayor es la velocidad Uu . Después, en todos los casos, alcanza un mínimo y vuelve a ascender. Para velocidades bajas este comportamiento es relativamente suave, con variaciones máximas en el entorno de 10° , mientras que para velocidades altas, pueden suponer diferencias de más de 50° .
- La componente de Cl en fase con la velocidad (Cl_v) muestra un comportamiento ascendente-descendente, lo que indica que su capacidad desestabilizadora tiene un límite máximo.

- El amortiguamiento neto del sistema presenta un comportamiento inverso al de Cl_v , como es de esperar, alcanzando su mínimo en la misma amplitud donde Cl_v alcanza su máximo. En algunos casos es posible apreciar amplitudes para las cuales se alcanzan OCL tanto inestables como estables.
- Por otro lado, se representa en un diagrama distintas variaciones del amortiguamiento neto del sistema en función de la amplitud de vibración y la velocidad crítica, para un M_R y δ_s dados. Su análisis verifica las sugerencias de Austermann y Popp [92] y justifican la dispersión de datos de la velocidad crítica vista en la literatura científica. Del mismo modo, también justifica la existencia de fenómenos de histéresis en ensayos en túnel de viento e hidrodinámicos.
- Para determinados pares de valores puede verse la variación del amortiguamiento neto anteriormente descrita.
- Las variaciones de $M_{R\delta}$ modifican la estabilidad del sistema. Aumentarla, hace que el sistema sea más estable: aumenta la velocidad crítica y las amplitudes necesarias para alcanzar una OCL. Además, las amplitudes para las OCL inestables decrecen lentamente a medida que se aumenta la velocidad. Por el contrario, disminuir $M_{R\delta}$ vuelve al sistema más inestable. La velocidad crítica es menor y la amplitud necesaria también lo es. Además, esta disminuye rápidamente con la velocidad. Sin embargo, los mapas de estabilidad son idénticos, lo único que se mueve es la zona de inestabilidad, es decir, la curva $\delta_N=0$ de un diagrama se corresponde con una curva para otro δ_N en el otro diagrama.
- La modificación del parámetro de masa manteniendo $M_{R\delta}$ constante deja invariable la curva de amortiguamiento neto nulo, es decir, el sistema tendría el mismo comportamiento en cuanto a inestabilidad. La diferencia radica en que cuanto mayor es M_R , menores variaciones presenta el amortiguamiento neto para una velocidad determinada. Es decir, si se representase el amortiguamiento neto frente a la amplitud en un caso como este, se tendrían dos curvas (descendiente-ascendente) que presentan amortiguamientos netos nulos para las mismas amplitudes, solo que aquella que tiene un mayor M_R tendrá unas pendientes mucho menos pronunciadas.
- La modificación de M_R dejando δ_s constante produce cambios que son combinación de los anteriores. Aumentar M_R sin variar δ_s implica que $M_{R\delta}$ también aumente, por lo que el sistema se hace más estable a la vez que muestra una variación de δ_N menor. Lo contrario ocurre si se va disminuyendo.

Referencias

- [1] B. de Pedro, J. Parrondo, C. Meskell, y J. F. Oro, «CFD modelling of the cross-flow through normal triangular tube arrays with one tube undergoing forced vibrations or fluidelastic instability», *J. Fluids Struct.*, vol. 64, pp. 67-86, jul. 2016, doi: 10.1016/j.jfluidstructs.2016.04.006.
- [2] J. H. Lever y D. S. Weaver, «On the stability of heat exchanger tube bundles, part I: Modified theoretical model», *J. Sound Vib.*, vol. 107, n.º 3, pp. 375-392, jun. 1986, doi: 10.1016/S0022-460X(86)80114-6.
- [3] J. H. Lever y D. S. Weaver, «On the stability of heat exchanger tube bundles, part II: Numerical results and comparison with experiments», *J. Sound Vib.*, vol. 107, n.º 3, pp. 393-410, jun. 1986, doi: 10.1016/S0022-460X(86)80115-8.
- [4] A. Khalifa, D. Weaver, y S. Ziada, «Modeling of the phase lag causing fluidelastic instability in a parallel triangular tube array», *J. Fluids Struct.*, vol. 43, pp. 371-384, nov. 2013, doi: 10.1016/j.jfluidstructs.2013.09.014.
- [5] A. Khalifa, D. Weaver, y S. Ziada, «An experimental study of flow-induced vibration and the associated flow perturbations in a parallel triangular tube array», *J. Press. Vessel Technol. Trans. ASME*, vol. 135, n.º 3, 2013, doi: 10.1115/1.4023427.
- [6] T. Sawadogo y N. Mureithi, «A method for extracting the time delay from the unsteady and quasi-steady fluidelastic forces in two-phase flow», 2013, vol. 4, doi: 10.1115/PVP2013-97437.
- [7] «Reactor Database Search Page - World Nuclear Association». <http://www.world-nuclear.org/> (accedido sep. 03, 2018).
- [8] M. J. Pettigrew y C. E. Taylor, «Vibration analysis of shell-and-tube heat exchangers: an overview—Part 1: flow, damping, fluidelastic instability», *J. Fluids Struct.*, vol. 18, n.º 5, pp. 469-483, nov. 2003, doi: 10.1016/j.jfluidstructs.2003.08.007.
- [9] M. J. Pettigrew y C. E. Taylor, «Vibration analysis of shell-and-tube heat exchangers: an overview—Part 2: vibration response, fretting-wear, guidelines», *J. Fluids Struct.*, vol. 18, n.º 5, pp. 485-500, nov. 2003, doi: 10.1016/j.jfluidstructs.2003.08.008.
- [10] E. Naudascher y D. Rockwell, *Flow-Induced Vibrations: An Engineering Guide*. Mineola, New York: Dover Publications, 2005.
- [11] S. Ziada, «Vorticity shedding and acoustic resonance in tube bundles», *J. Braz. Soc. Mech. Sci. Eng.*, vol. 28, n.º 2, pp. 186-199, 2006.
- [12] R. D. Blevins, *Flow-Induced Vibration*, Reprint edition. Malabar, Fla: Krieger Pub Co, 2001.
- [13] B. de Pedro y C. Meskell, «Sensitivity of the damping controlled fluidelastic instability threshold to mass ratio, pitch ratio and Reynolds number in normal triangular arrays», *Nucl. Eng. Des.*, vol. 331, pp. 32-40, 2018, doi: 10.1016/j.nucengdes.2018.02.015.
- [14] A. Ghasemi y N. K.-R. Kevlahan, «The role of Reynolds number in the fluid-elastic instability of tube arrays», *J. Fluids Struct.*, vol. 73, pp. 16-36, 2017, doi: 10.1016/j.jfluidstructs.2017.05.004.
- [15] G. Rzentkowski y J. H. Lever, «An effect of turbulence on fluidelastic instability in tube bundles: A nonlinear analysis», *J. Fluids Struct.*, vol. 12, n.º 5, pp. 561-590, 1998, doi: 10.1006/jfls.1998.0155.

- [16] M. Rottman y K. Popp, «Influence of the upstream turbulence on the fluidelastic instability of a parallel triangular tube bundle», *J. Fluids Struct.*, vol. 18, n.º 5, p. 17, 2003, doi: 10.1016/j.fluidstructs.2003.07.013.
- [17] D. S. Weaver y J. A. Fitzpatrick, «A review of cross-flow induced vibrations in heat exchanger tube arrays††The original version of this paper was prepared for presentation at the International Conference on Flow Induced Vibrations, Bowness-on-Windermere, 12–14 May 1987; proceedings published by BHRA The Fluid Engineering Centre, Cranfield, England (ed. R. King).», *J. Fluids Struct.*, vol. 2, n.º 1, pp. 73-93, ene. 1988, doi: 10.1016/S0889-9746(88)90137-5.
- [18] «Flow Induced Vibrations - 1st Edition». <https://www.elsevier.com/books/flow-induced-vibrations/nakamura/978-0-08-044954-8#> (accedido sep. 10, 2018).
- [19] S. S. Chen, «Instability Mechanisms and Stability Criteria of a Group of Circular Cylinders Subjected to Cross-Flow. Part I: Theory», *J. Vib. Acoust. Stress Reliab. Des.*, vol. 105, n.º 1, pp. 51-58, ene. 1983, doi: 10.1115/1.3269066.
- [20] S. S. Chen, «Instability Mechanisms and Stability Criteria of a Group of Circular Cylinders Subjected to Cross-Flow—Part 2: Numerical Results and Discussions», *J. Vib. Acoust. Stress Reliab. Des.*, vol. 105, n.º 2, pp. 253-260, abr. 1983, doi: 10.1115/1.3269095.
- [21] B. W. Roberts y University of Cambridge, «Low frequency, self-excited vibration in a row of circular cylinders mounted in an airstream», 1962.
- [22] S. J. Price, «A Review of Theoretical Models for Fluidelastic Instability of Cylinder Arrays in Cross-Flow», *J. Fluids Struct.*, vol. 9, n.º 5, pp. 463-518, jul. 1995, doi: 10.1006/jfls.1995.1028.
- [23] M. P. Païdoussis, S. J. Price, y E. de Langre, *Fluid-Structure Interactions: Cross-Flow-Induced Instabilities*. Cambridge University Press, 2010.
- [24] H. J. Connors, «Fluid-elastic vibration of tube arrays excited by cross-flow», *ASME Winter Annu. Meet.*, pp. 42-56, 1970.
- [25] D. J. Gorman, «EXPERIMENTAL DEVELOPMENT OF DESIGN CRITERIA TO LIMIT LIQUID CROSS-FLOW-INDUCED VIBRATION IN NUCLEAR REACTOR HEAT EXCHANGE EQUIPMENT.», *Nucl. Sci. Eng.*, vol. 61, n.º 3, pp. 324-336, 1976, doi: 10.13182/NSE76-A26918.
- [26] M. J. Pettigrew, «Flow-induced vibration of nuclear power station components», Atomic Energy of Canada Ltd., AECL--5852, 1977. Accedido: sep. 03, 2018. [En línea]. Disponible en: http://inis.iaea.org/Search/search.aspx?orig_q=RN:9360949.
- [27] M. K. Au-Yang, R. D. Blevins, y T. M. Mulcahy, «Flow-induced vibration analysis of tube bundles—a proposed section III appendix N nonmandatory code», *J. Press. Vessel Technol. Trans. ASME*, vol. 113, n.º 2, pp. 257-267, 1991, doi: 10.1115/1.2928753.
- [28] R. D. Blevins, «Fluid Elastic Whirling of a Tube Row», *J. Press. Vessel Technol.*, vol. 96, n.º 4, pp. 263-267, nov. 1974, doi: 10.1115/1.3454179.
- [29] D. S. Weaver y M. El-Kashlan, «The effect of damping and mass ratio on the stability of a tube bank», *J. Sound Vib.*, vol. 76, n.º 2, pp. 283-294, may 1981, doi: 10.1016/0022-460X(81)90355-2.

- [30] D. S. Weaver y M. El-Kashlan, «On the number of tube rows required to study cross-flow induced vibrations in tube banks», *J. Sound Vib.*, vol. 75, n.º 2, pp. 265-273, 1981, doi: 10.1016/0022-460X(81)90344-8.
- [31] D. S. Weaver y D. Koroyannakis, «The cross-flow response of a tube array in water—A comparison with the same array in air», *J. Press. Vessel Technol. Trans. ASME*, vol. 104, n.º 3, pp. 139-146, 1982, doi: 10.1115/1.3264195.
- [32] R. D. Blevins, «Fluid elastic whirling of tube rows and tube arrays», *J. Fluids Eng. Trans. ASME*, vol. 99, n.º 3, pp. 457-460, 1977, doi: 10.1115/1.3448811.
- [33] R. D. Blevins, «Fluid damping and the whirling instability of tube arrays.», pp. 35-39, 1979.
- [34] G. S. Whiston y G. D. Thomas, «Whirling instabilities in heat exchanger tube arrays», *J. Sound Vib.*, vol. 81, n.º 1, pp. 1-31, 1982, doi: 10.1016/0022-460X(82)90175-4.
- [35] S. J. Price y M. P. Paidoussis, «A constrained-mode analysis of the fluidelastic instability of a double row of flexible circular cylinders subject to cross-flow: A theoretical investigation of system parameters», *J. Sound Vib.*, vol. 105, n.º 1, pp. 121-142, feb. 1986, doi: 10.1016/0022-460X(86)90225-7.
- [36] H. Gross, «Untersuchung aeroelastischer schwingungsmechanismen und deren berucksichtigung bei der auslegung von rohrbündelwärmetauschern», Technical University of Hannover, Hannover, 1975.
- [37] S. Price y M. Paidoussis, «An Improved Mathematical-Model for the Stability of Cylinder Rows Subject to Cross-Flow», *J. Sound Vib.*, vol. 97, n.º 4, pp. 615-640, 1984, doi: 10.1016/0022-460X(84)90512-1.
- [38] M. P. Paidoussis y S. J. Price, «The mechanisms underlying flow-induced instabilities of cylinder arrays in crossflow.», en *Design & Analysis*, L. CENGDIAN y R. W. NICHOLS, Eds. Pergamon, 1989, pp. 147-163.
- [39] S. Granger y M. P. Paidoussis, «An improvement to the quasi-steady model with application to cross-flow-induced vibration of tube arrays», *J. Fluid Mech.*, vol. 320, pp. 163-184, ago. 1996, doi: 10.1017/S0022112096007495.
- [40] C. Meskell, «A new model for damping controlled fluidelastic instability in heat exchanger tube arrays», *Proc. Institution Mech. Eng. Part Journal Power Energy*, vol. 223, n.º 4, pp. 361-368, 2009, doi: 10.1243/09576509JPE700.
- [41] H. Tanaka y S. Takahara, «Fluid Elastic Vibration of Tube Array in Cross Flow», *J. Sound Vib.*, vol. 77, n.º 1, pp. 19-37, 1981, doi: 10.1016/S0022-460X(81)80005-3.
- [42] H. Tanaka y S. Takahara, «Unsteady fluid dynamic force on tube bundle and its dynamic effect on vibration», *Am. Soc. Mech. Eng. Press. Vessels Pip. Div. Publ. PVP*, n.º 41, pp. 77-92, 1980.
- [43] H. Tanaka, S. Takahara, y K. Ohta, «Flow-induced vibration of tube arrays with various pitch—to—diameter ratios», *J. Press. Vessel Technol. Trans. ASME*, vol. 104, n.º 3, pp. 168-174, 1982, doi: 10.1115/1.3264199.
- [44] J. H. Lever y D. S. Weaver, «A Theoretical Model for Fluid-Elastic Instability in Heat Exchanger Tube Bundles», *J. Press. Vessel Technol.*, vol. 104, n.º 3, pp. 147-158, ago. 1982, doi: 10.1115/1.3264196.

- [45] M. Yetisir y D. S. Weaver, «On an unsteady theory for fluidelastic instability of heat exchanger tube arrays», 1988, pp. 181-195.
- [46] M. Yetisir y D. S. Weaver, «An Unsteady Theory For Fluidelastic Instability in an Array of Flexible Tubes in Cross-Flow. Part I: Theory», *J. Fluids Struct.*, vol. 7, n.º 7, pp. 751-766, oct. 1993, doi: 10.1006/jfls.1993.1044.
- [47] M. Yetisir y D. S. Weaver, «An Unsteady Theory for Fluidelastic Instability in an Array of Flexible Tubes in Cross-Flow. Part II: Results and Comparison With Experiments», *J. Fluids Struct.*, vol. 7, n.º 7, pp. 767-782, oct. 1993, doi: 10.1006/jfls.1993.1045.
- [48] J. L. Parrondo, E. Egusquiza, y C. Santolaria, «Extension of the Lever & Weaver's unsteady analytical model to the fluidelastic instability of arrays of flexible cylinders», *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, vol. 49, n.º 1, pp. 177-186, dic. 1993, doi: 10.1016/0167-6105(93)90013-E.
- [49] J. Liu, C. Huang, y N. Jiang, «Unsteady Model for Transverse Fluid Elastic Instability of Heat Exchange Tube Bundle», *Math. Probl. Eng.*, vol. 2014, 2014, doi: 10.1155/2014/942508.
- [50] L. Ming, «An Experimental and Theoretical Study of Fluidelastic Instability in Cross flow Multi-Span Heat Exchanger Tube Arrays», McMaster University, Hamilton, Ontario, 1997.
- [51] Q. D. Nie, B. Y. Guo, y X. R. Ding, «Fluidelastic instability of tube bundle in heat exchanger», *Chin. J. Theor. Appl. Mech.*, vol. 28, n.º 2, pp. 151-158, 1996.
- [52] D. S. Weaver y W. Schneider, «Effect of flat bar supports on the cross flow induced response of heat exchanger U-tubes.», presentado en American Society of Mechanical Engineers (Paper), 1982.
- [53] B. W. Roberts, *Low frequency, aeroelastic vibrations in a cascade of circular cylinders*. London: Institution of Mechanical Engineers, 1966.
- [54] F. Axisa, J. Antunes, B. Villard, y M. Wullschleger, «Random excitation of heat exchanger tubes by cross-flow», 1988, pp. 23-46.
- [55] A. J. Fricker, «Vibro-impacting of fluid-elastically unstable heat exchangers tubes with support clearances», *Flow Induc. Vib.*, vol. 6, pp. 129-137, 1991.
- [56] A. J. Fricker, «Numerical analysisi of the fluidelastic vibration of a steam generator tube with loose supports», *J. Fluids Struct.*, vol. 58, pp. 85-108, 1992.
- [57] Y. Cai, S. S. Chen, y S. Chandra, «A theory for fluidelastic instability of tube-support-plate-inactive modes», *J. Press. Vessel Technol. Trans. ASME*, vol. 114, n.º 2, pp. 139-148, 1992, doi: 10.1115/1.2929021.
- [58] Y. Cai y S. S. Chen, «Chaotic vibrations of nonlinearly supported tubes in crossflow», *J. Press. Vessel Technol. Trans. ASME*, vol. 115, n.º 2, pp. 128-134, 1993, doi: 10.1115/1.2929506.
- [59] Y. Cai y S. S. Chen, «Non-linear dynamics of loosely supported tubes in crossflow», *J. Sound Vib.*, vol. 168, n.º 3, pp. 449-468, 1993, doi: 10.1006/jsvi.1993.1385.
- [60] S. H. Chen y S. S. Chen, «Chaotic vibration in fluidelastic instability of a tube row in crossflow», 1993, vol. 258, pp. 11-16.
- [61] S. J. Price y N. R. Valerio, «A non-linear investigation of single-degree-of-freedom instability in cylinder arrays subject to cross-flow», *J. Sound Vib.*, vol. 137, n.º 3, pp. 419-432, mar. 1990, doi: 10.1016/0022-460X(90)90808-D.

- [62] M. P. Païdoussis y G. X. Li, «Cross-flow-induced chaotic vibrations of heat-exchanger tubes impacting on loose supports», *J. Sound Vib.*, vol. 152, n.º 2, pp. 305-326, 1992, doi: 10.1016/0022-460X(92)90363-3.
- [63] M. P. Païdoussis, S. J. Price, y W. N. Mureithi, «Nonlinear and Chaotic Dynamics of a Two-Degree-of-Freedom Analytical Model for a Rotated Triangular Array in Cross-Flow», *J. Fluids Struct.*, vol. 7, n.º 5, pp. 497-520, jul. 1993, doi: 10.1006/jfls.1993.1031.
- [64] J. H. Lever y G. Rzentkowski, «Dependence of Post-Stable Fluidelastic Behavior on the Degrees of Freedom of a Tube Bundle», *J. Fluids Struct.*, vol. 7, n.º 5, pp. 471-496, jul. 1993, doi: 10.1006/jfls.1993.1030.
- [65] J. Antunes, E. de Langre, M. A. Vento, y F. Axisa, «Theoretical model for the vibro-impact motions of tube bundles under fluidelastic instability», 1992, vol. 242, pp. 135-150.
- [66] C. Meskell y J. A. Fitzpatrick, «Investigation of the nonlinear behaviour of damping controlled fluidelastic instability in a normal triangular tube array», *J. Fluids Struct.*, vol. 18, n.º 5, pp. 573-593, 2003, doi: 10.1016/j.jfluidstructs.2003.08.013.
- [67] F. L. Eisinger, M. S. M. Rao, D. A. Steininger, y K. H. Haslinger, «Numerical Simulation of Cross-Flow-Induced Fluidelastic Vibration of Tube Arrays and Comparison With Experimental Results», *J. Press. Vessel Technol.*, vol. 117, n.º 1, pp. 31-39, feb. 1995, doi: 10.1115/1.2842087.
- [68] V. Kassera y K. Strohmeier, «Simulations of tube bundle vibrations induced by cross-flow», *J. Fluids Struct.*, vol. 11, n.º 8, pp. 909-928, nov. 1997, doi: 10.1006/jfls.1997.0114.
- [69] H. R. Barsamian y Y. A. Hassan, «Large eddy simulation of turbulent crossflow in tube bundles», *Nucl. Eng. Des.*, vol. 172, n.º 1, pp. 103-122, jul. 1997, doi: 10.1016/S0029-5493(97)00034-4.
- [70] K. Schröder y H. Gelbe, «Two- and three-dimensional CFD-simulation of flow-induced vibration excitation in tube bundles», *Chem. Eng. Process. Process Intensif.*, vol. 38, n.º 4, pp. 621-629, sep. 1999, doi: 10.1016/S0255-2701(99)00063-X.
- [71] E. Longatte, Z. Bendjeddou, y M. Souli, «Methods for numerical study of tube bundle vibrations in cross-flows», *J. Fluids Struct.*, vol. 18, n.º 5, pp. 513-528, nov. 2003, doi: 10.1016/j.jfluidstructs.2003.08.010.
- [72] C. Sweeney y C. Meskell, «Fast numerical simulation of vortex shedding in tube arrays using a discrete vortex method», *J. Fluids Struct.*, vol. 18, n.º 5, pp. 501-512, 2003, doi: 10.1016/j.jfluidstructs.2003.08.009.
- [73] K. Schneider y M. Farge, «Numerical simulation of the transient flow behaviour in tube bundles using a volume penalization method», *J. Fluids Struct.*, vol. 20, n.º 4 SPEC. ISS., pp. 555-566, 2005, doi: 10.1016/j.jfluidstructs.2005.02.006.
- [74] C. Liang y G. Papadakis, «Large eddy simulation of cross-flow through a staggered tube bundle at subcritical Reynolds number», *J. Fluids Struct.*, vol. 23, n.º 8, pp. 1215-1230, 2007, doi: 10.1016/j.jfluidstructs.2007.05.004.
- [75] M. Hassan, A. Gerber, y H. Omar, «Numerical Estimation of Fluidelastic Instability in Tube Arrays», *J. Press. Vessel Technol.*, vol. 132, n.º 4, pp. 041307-041307-11, jul. 2010, doi: 10.1115/1.4002112.

- [76] S. El Bouzidi y M. Hassan, «An investigation of time lag causing fluidelastic instability in tube arrays», *J. Fluids Struct.*, vol. 57, pp. 264-276, 2015, doi: 10.1016/j.jfluidstructs.2015.06.005.
- [77] M. Hassan y M. Hayder, «Modelling of fluidelastic vibrations of heat exchanger tubes with loose supports», *Nucl. Eng. Des.*, vol. 238, n.º 10, pp. 2507-2520, oct. 2008, doi: 10.1016/j.nucengdes.2008.05.014.
- [78] M. Hassan y A. Hossen, «Time Domain Models for Damping-Controlled Fluidelastic Instability Forces in Tubes With Loose Supports», *J. Press. Vessel Technol.*, vol. 132, n.º 4, ago. 2010, doi: 10.1115/1.4001700.
- [79] S. Gillen y C. Meskell, «Numerical Analysis of Fluidelastic Instability in a Normal Triangular Tube Array», jul. 2010, pp. 447-455, doi: 10.1115/PVP2009-77806.
- [80] B. Anderson, M. Hassan, y A. Mohany, «Modelling of fluidelastic instability in a square inline tube array including the boundary layer effect», *J. Fluids Struct.*, vol. 48, pp. 362-375, jul. 2014, doi: 10.1016/j.jfluidstructs.2014.03.003.
- [81] C. Charreton, C. Béguin, K. R. Yu, y S. Étienne, «Effect of Reynolds number on the stability of a single flexible tube predicted by the quasi-steady model in tube bundles», *J. Fluids Struct.*, vol. 56, pp. 107-123, jul. 2015, doi: 10.1016/j.jfluidstructs.2015.05.004.
- [82] J. Parrondo, B. de Pedro, J. Fernández-Oro, y E. Blanco-Marigorta, «A CFD study on the fluctuating flow field across a parallel triangular array with one tube oscillating transversely», *J. Fluids Struct.*, vol. 76, pp. 411-430, ene. 2018, doi: 10.1016/j.jfluidstructs.2017.10.014.
- [83] T. Sawadogo y N. Mureithi, «Fluidelastic instability study in a rotated triangular tube array subject to two-phase cross-flow. Part I: Fluid force measurements and time delay extraction», *J. Fluids Struct.*, vol. 49, pp. 1-15, ago. 2014, doi: 10.1016/j.jfluidstructs.2014.02.004.
- [84] M. Hassan y S. El Bouzidi, «Unsteady fluid forces and the time delay in a vibrating tube subjected to cross flow», presentado en 10th International Conference on Flow-Induced Vibration and Flow-Induce Noise (FIV 2012), Dublin, Ireland, 2012, [En línea]. Disponible en: <http://toc.proceedings.com/27908webtoc.pdf>.
- [85] D. S. Weaver y L. K. Grover, «Cross-flow induced vibrations in a tube bank-Turbulent buffeting and fluid elastic instability», *J. Sound Vib.*, vol. 59, n.º 2, pp. 277-294, 1978, doi: 10.1016/0022-460X(78)90506-0.
- [86] P. J. Southworth y M. M. Zdravkovich, «Cross-flow Induced Vibrations of Finite tube Banks in in-line Arrangements.», *J Mech Eng Sci*, vol. 17, n.º 4, pp. 190-198, 1975, doi: 10.1243/JMES_JOUR_1975_017_028_02.
- [87] D. S. Weaver y D. Koroyannakis, «Flow induced vibrations of heat exchanger U-tubes, a simulation to study the effects of asymmetric stiffness.», *Am. Soc. Mech. Eng. Pap.*, 1981.
- [88] F. M. White, *Fluid Mechanics*. McGraw Hill, 2011.
- [89] V. L. Streeter y E. B. Wylie, *Mecánica de Fluidos (9ª ED.)*. McGraw Hill.
- [90] W. W. Jr, S. P. Timoshenko, y D. H. Young, *Vibration Problems in Engineering*. John Wiley & Sons, 1990.

- [91] M. P. Paidoussis, S. J. Price, y N. W. Mureithi, «On the virtual nonexistence of multiple instability regions for some heat-exchanger arrays in crossflow», *J. Fluids Eng. Trans. ASME*, vol. 118, n.º 1, pp. 103-109, 1996, doi: 10.1115/1.2817486.
- [92] R. Austermann y K. Popp, «Stability Behaviour of a Single Flexible Cylinder in Rigid Tube Arrays of Different Geometry Subjected to Cross-Flow», *J. Fluids Struct.*, vol. 9, n.º 3, pp. 303-322, abr. 1995, doi: 10.1006/jfls.1995.1017.

ANEXOS

Anexo A

A1. Resultados del estudio de la amplitud de vibración.

En el presente anexo se muestran los resultados obtenidos en los análisis realizados en el Capítulo VI (6.2). Se han realizado diversas simulaciones con Fluent en las que se ha ido variando la velocidad del flujo aguas arriba. Estas simulaciones se dejan correr mientras se recogen, entre otros parámetros, los valores de C_L sobre el tubo que vibra. Las señales así obtenidas se transforman al dominio de frecuencias mediante un procesado FFT que permite obtener sus fases y amplitudes. Combinando estos resultados con las operaciones descritas en el Capítulo VI (6.1), pueden obtenerse, para varias velocidades, distintas curvas para analizar que, en líneas generales, presentan un comportamiento similar (Nota: los parámetros del sistema son siempre los mismos $M_R = 100$ y $M_{R\delta} = 1$).

La primera velocidad analizada fue $U_U = 0,11$ m/s y los resultados se muestran en la Ilustración 108. En este caso, la simulación llega únicamente a amplitudes del orden del 14%, por lo que no es posible ver el recorrido completo. Aun así, permite sacar conclusiones de interés. En a) se presenta la componente C_L en función de la amplitud de vibración y puede verse cómo hay una relación lineal entre ambas. Es decir, se está viendo que hay una proporción entre la amplitud de vibración y las fuerzas que se ejercen sobre el tubo que se mantiene, al menos, hasta el 14%. En cuanto a la fase, se aprecia como esta desciende lentamente unos pocos grados y se mueve en un entorno de entre -4° y -11° . Es decir, está casi en fase con la posición del tubo.

Sin embargo, hay ocasiones en las que la proporción $C_L /$ y parece mantenerse más allá de lo que realmente lo hace, pues se pueden tener ligeras variaciones de la pendiente que pueden ser difíciles de apreciar. Para ello, se representa en b) C_L normalizado con la amplitud, frente a la amplitud. De este

modo, mientras se mantenga la proporcionalidad, en este diagrama se observará una línea recta. En este caso, aunque no es una horizontal perfecta, se puede considerar como tal, ya que las variaciones que presenta entre el punto inicial y el final, son prácticamente las mismas. Esto es, la proporcionalidad efectivamente se mantiene en todo el dominio de amplitudes simulado.

Se ha comentado varias veces a lo largo del presente trabajo que la componente potencialmente desestabilizadora de la fuerza será aquella que esté en fase con la velocidad del tubo, por tanto, en c) se representa la componente C_{Ly} en fase con la velocidad. Mientras tenga un valor positivo, representará una fuente de inestabilidad (trabaja en contra del amortiguamiento del sistema). En este caso, vemos como presenta una pendiente ascendente con cierto grado de curvatura que anticipa que, seguramente, se haya llegado a un valor máximo y comenzará a descender. También se aprecia como el ritmo de crecimiento es relativamente lento

Por último, en d) se representa el amortiguamiento neto del sistema. La evolución de este parámetro es la contraria a la evolución de C_{Ly} vista en c), es decir, cuando C_{Ly} aumenta, el amortiguamiento del sistema va disminuyendo. Si llega a hacerse nulo, el sistema se haría inestable, y la amplitud a la que eso ocurra, será la amplitud de las oscilaciones de ciclo límite. En el presente caso, se aprecia cómo el sistema está muy cerca del amortiguamiento neto nulo, pero parece haber llegado al mínimo y, si se siguiera aumentando la amplitud, volvería a crecer. Esto quiere decir que este sistema, para una velocidad de 0,11 sería siempre estable.

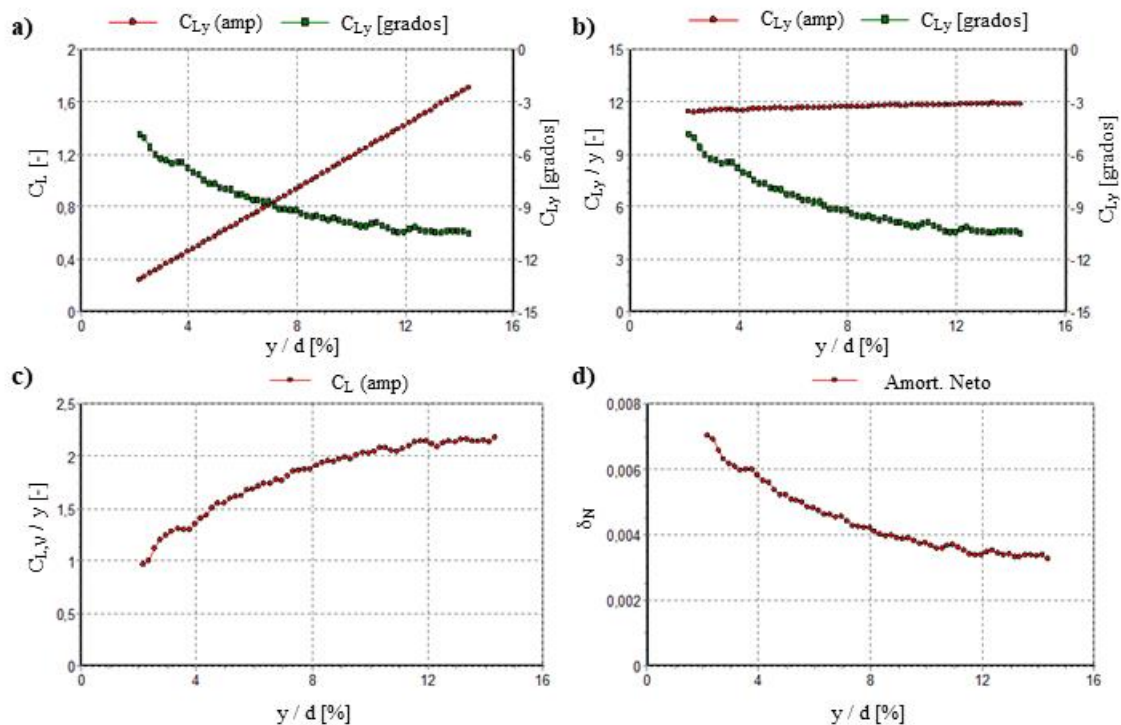


Ilustración 108 Resultados para $U_U = 0,11$ m/s, $M_R = 100$, $M_{R\delta} = 1$. a) C_L y desfase; b) C_L normalizado con la amplitud y desfase; c) Componente de C_L en fase con velocidad; d) Amortiguamiento neto.

El segundo caso analizado se corresponde con la velocidad aguas arriba de 0,14 m/s. Los resultados se reflejan en la Ilustración 109. En este caso, la simulación ha llegado hasta una amplitud del 20% y, de nuevo, se representan los mismos parámetros que en el caso anterior.

Se aprecia en a) como, de nuevo, la proporción entre C_L y la amplitud se mantiene, hecho que se corrobora cuando en b) se vuelve a tener una línea recta. Parece, sin embargo, que hay un ligero cambio de pendiente e incluso una tendencia a realizar un arco amplio cuando la amplitud llega al 9%, lo que podría ser indicativo de que, a partir de este valor, esta proporcionalidad ya no es la misma que para valores inferiores. El desfase vuelve a descender también de manera lenta y aquí parece que entre el 12% y el 20% se invierte esa tendencia. Los valores, si se comparan con el caso anterior, son mayores, siendo aquí el desfase de -22° cuando la amplitud está en el 12% mientras que en el caso anterior se encontraba en el entorno de los -11° .

En c) se vuelve a mostrar C_L en fase con la velocidad del tubo y cómo empieza con valores mayores que en caso anterior (tal y como correspondería a un caso con una velocidad mayor). El aumento de C_{LV} parece alcanzar un valor máximo en el entorno del 19% lo que significa que el amortiguamiento neto del sistema alcanzará su valor mínimo en ese punto. Así lo corrobora d), en donde, además, se aprecia cómo se alcanza un amortiguamiento neto nulo para una amplitud del orden del 5-6%. Es decir, se ha alcanzado una oscilación de ciclo límite. Sin embargo, tal y como se razonó en el Capítulo VI, cuando la curva del amortiguamiento neto tiene una pendiente negativa en su paso por 0, se alcanza una OCL inestable. Aquí, si aumentase un poco la amplitud de vibración, el sistema adquiriría un amortiguamiento neto negativo y la amplitud se dispararía hasta valores que no se aprecian en el gráfico (sería el siguiente punto donde δ_N se hiciese nulo).

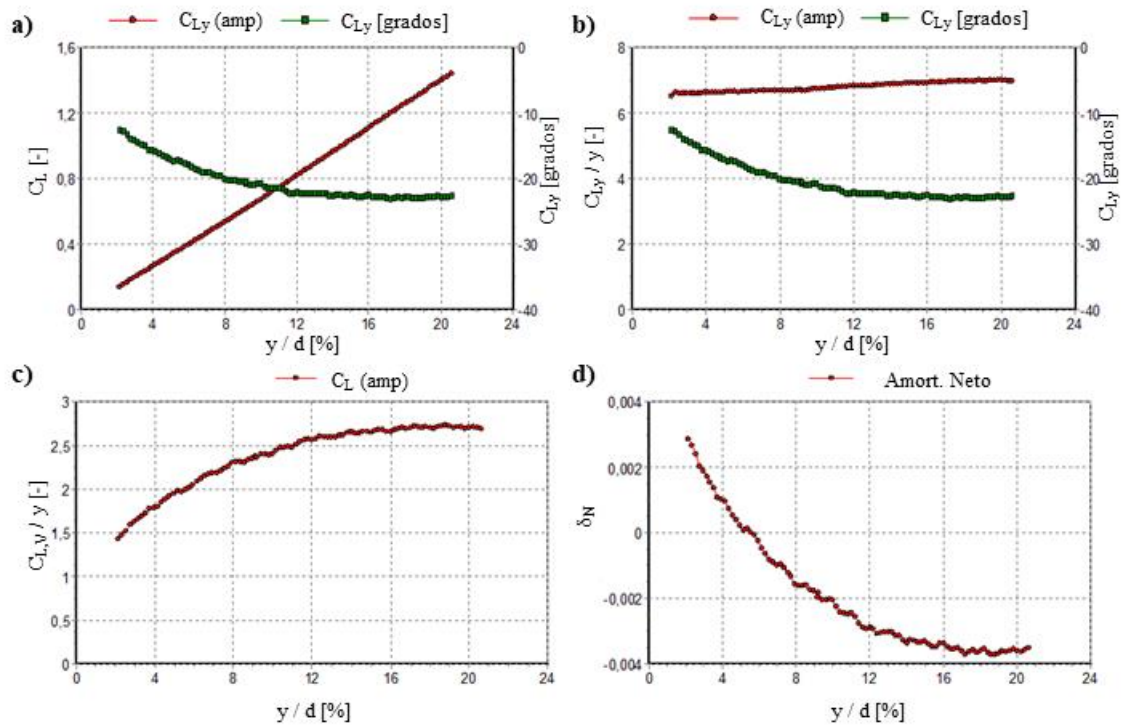


Ilustración 109 Resultados para $U_U = 0,14$ m/s, $M_R = 100$, $M_{R\delta} = 1$. a) C_L y desfase; b) C_L normalizado con la amplitud y desfase; c) Componente de C_L en fase con velocidad; d) Amortiguamiento neto.

El siguiente caso se realiza para $U_U = 0,17$ m/s y las simulaciones llegan hasta el 20%. Los resultados se muestran en la Ilustración 110.

Lo que se empieza a apreciar es que el comportamiento que se observa se vuelve cada vez más marcado a medida que se aumenta la velocidad y el sistema se vuelve inestable a una amplitud que es cada vez menor. En este caso, en b) se observa como esa proporcionalidad entre C_L y la amplitud se pierde definitivamente en el entorno del 9% mientras que el desfase es ahora más acusado, ya que para una amplitud del 12%, lo encontramos en -30° .

El comportamiento de C_{Ly} en c) ahora ya no tiene forma de arco, si no que se asemeja más a una línea recta y su crecimiento es más marcado. Esto se traduce en un amortiguamiento neto del sistema que varía de manera también más evidente. Así, en d) vemos como se alcanza una OCL inestable para una amplitud del 4% y como, además, la tendencia descendente parece seguir incluso más allá del 20% de amplitud.

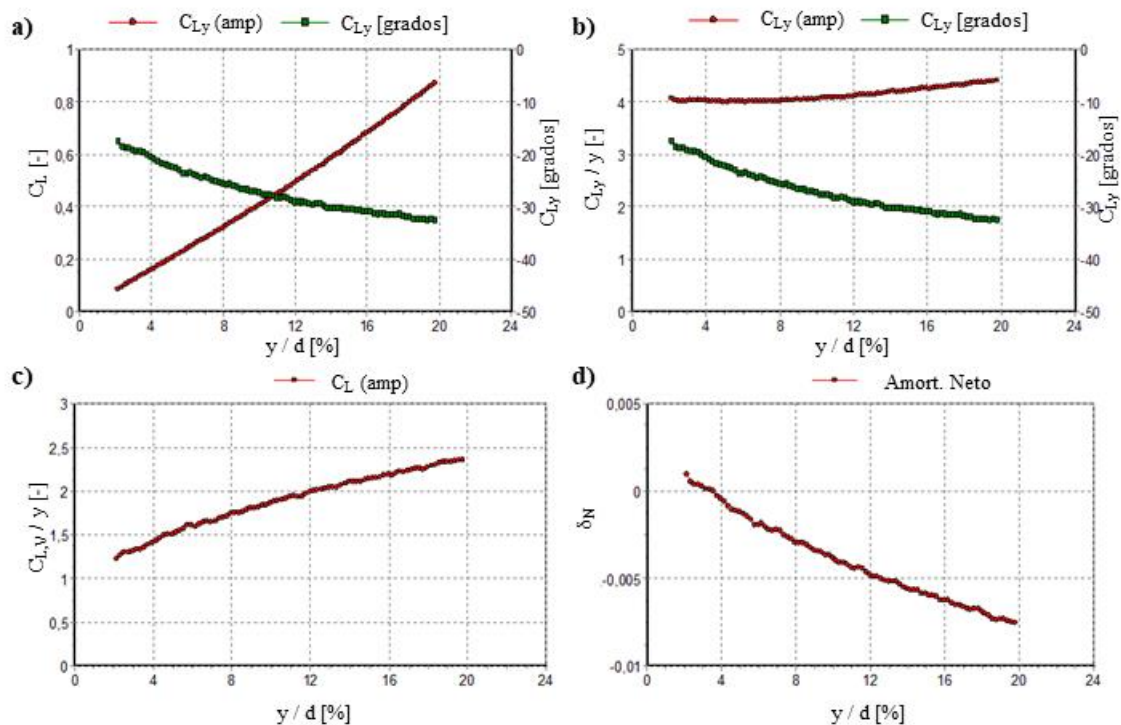


Ilustración 110 Resultados para $U_U = 0,17$ m/s, $M_R = 100$, $M_{R\delta} = 1$. a) C_L y desfase; b) C_L normalizado con la amplitud y desfase; c) Componente de C_L en fase con velocidad; d) Amortiguamiento neto.

El siguiente caso a analizar, es con $U_U = 0,21$ m/s, que es el caso que se ha usado como referencia. En este caso la amplitud alcanza más del 30%. Los resultados se muestran en la Ilustración 111.

Ahora se puede apreciar prácticamente un ciclo de análisis completo. En b) se observa como la proporcionalidad se pierde en el entorno del 5%. Al tramo ascendente, le sigue luego uno descendente. En cuanto al desfase, es aún más pronunciado que en los casos anteriores: aquí, en el 12% de amplitud, se encuentra ya en el entorno de los -37° , pero se observa una variación aún más marcada a partir del 16%. El desfase mínimo se alcanza con una vibración del 22% y tiene un valor de casi -55° . A partir de este punto, crece rápidamente.

En c) se ve claramente el comportamiento de C_{LV} , con un tramo ascendente seguido de uno descendente. Esto quiere decir que la fuerza desestabilizadora que genera alcanza un máximo en el entorno del 20% y luego comienza a decrecer, lo que simboliza que el sistema empieza a ganar de nuevo estabilidad. Si analizamos el amortiguamiento neto del sistema en d), vemos como empieza ya directamente con valores negativos, luego la OCL inestable aquí no se podría determinar, pudiéndose dar el caso de que el sistema fuese directamente inestable desde $y = 0$. Lo que sí puede verse en este caso es que, cuando la amplitud llega al 32%, el amortiguamiento neto vuelve a hacerse nulo, por lo que se ha llegado a una nueva OCL. En este caso, será estable y será la que nos interesaría para la IFE, ya que es la que se va a mantener en caso de producirse. Aquí, las pequeñas variaciones en la amplitud de vibración son compensadas por el sistema, que tiene a volver a esta amplitud inicial.

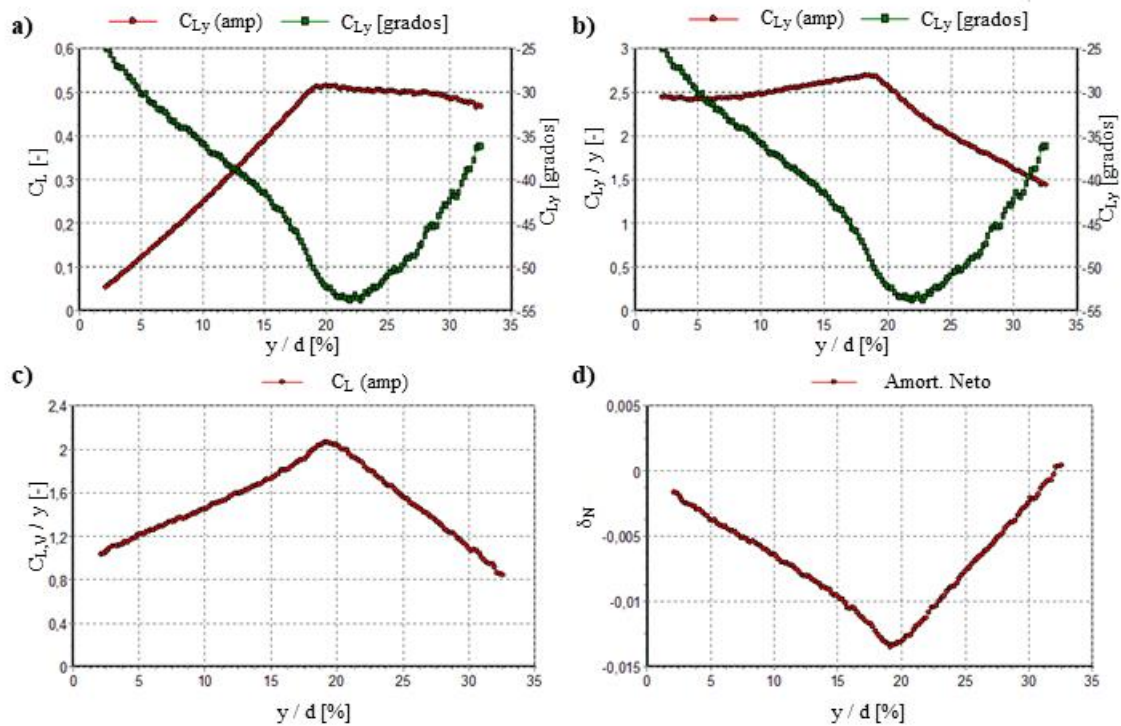


Ilustración 111 Resultados para $U_U = 0,21$ m/s, $M_R = 100$, $M_{R\delta} = 1$. a) C_L y desfase; b) C_L normalizado con la amplitud y desfase; c) Componente de C_L en fase con velocidad; d) Amortiguamiento neto.

El siguiente caso se corresponde con una velocidad de 0,24 m/s y los resultados se muestran en la Ilustración 112. La amplitud máxima alcanzada fue del 20%.

En este caso, la proporción entre C_L y la amplitud de vibración apenas si llega al 4% siendo la forma de la curva muy similar al caso anterior, con un máximo en el entorno del 14%. El desfase también se hace más evidente, alcanzando un valor de -50° cuando la amplitud es del 12%. Al igual que antes, a partir de cierto valor, en este caso 14%, el desfase se reduce con una pendiente mayor. En este caso parece que el mínimo se alcanza en el 20% y se espera que, a partir de este valor, vuelva a crecer.

En cuando a C_{LV} y al amortiguamiento neto (c y d), se observan comportamientos análogos, solo que, siguiendo la evolución que se está viendo, las variaciones son más importantes. En el caso del amortiguamiento neto, está por debajo de 0 desde el principio y alcanza el mínimo en el entorno del 16%

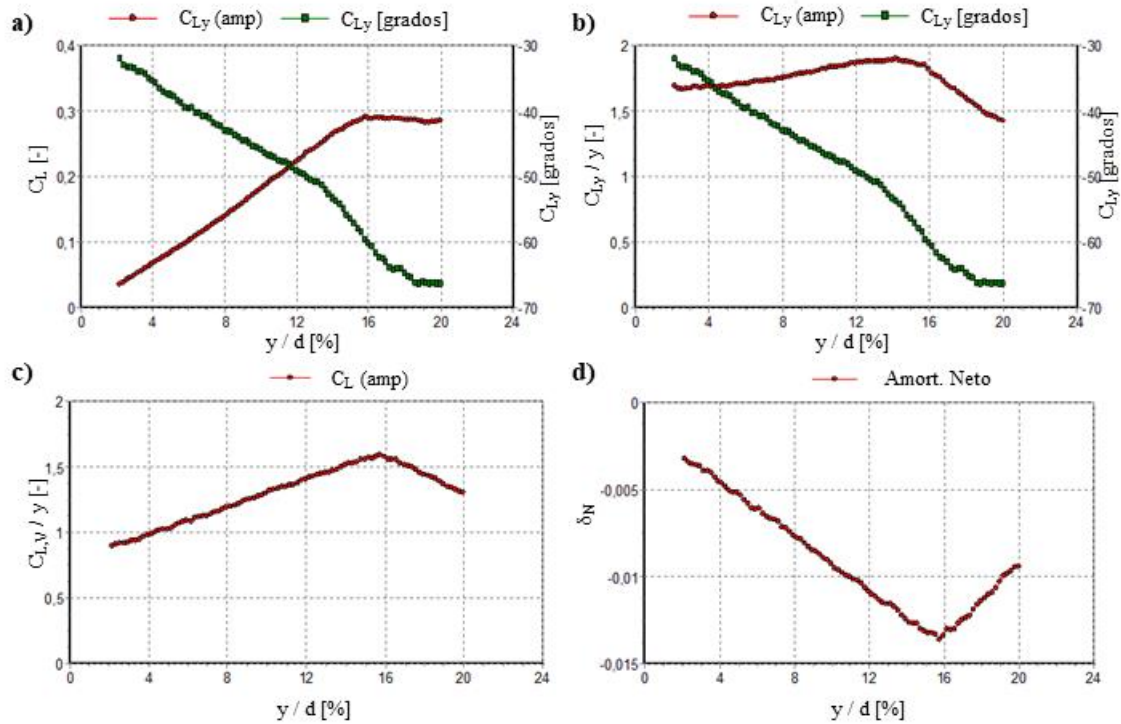


Ilustración 112 Resultados para $U_U = 0,24$ m/s, $M_R = 100$, $M_{R\delta} = 1$. a) C_L y desfase; b) C_L normalizado con la amplitud y desfase; c) Componente de C_L en fase con velocidad; d) Amortiguamiento neto.

El último caso es para una velocidad de 0,28 m/s, mostrándose los resultados en la Ilustración 113. Se repiten los comportamientos vistos anteriormente, con la salvedad de que los fenómenos característicos que se vienen describiendo, tienen lugar para amplitudes menores.

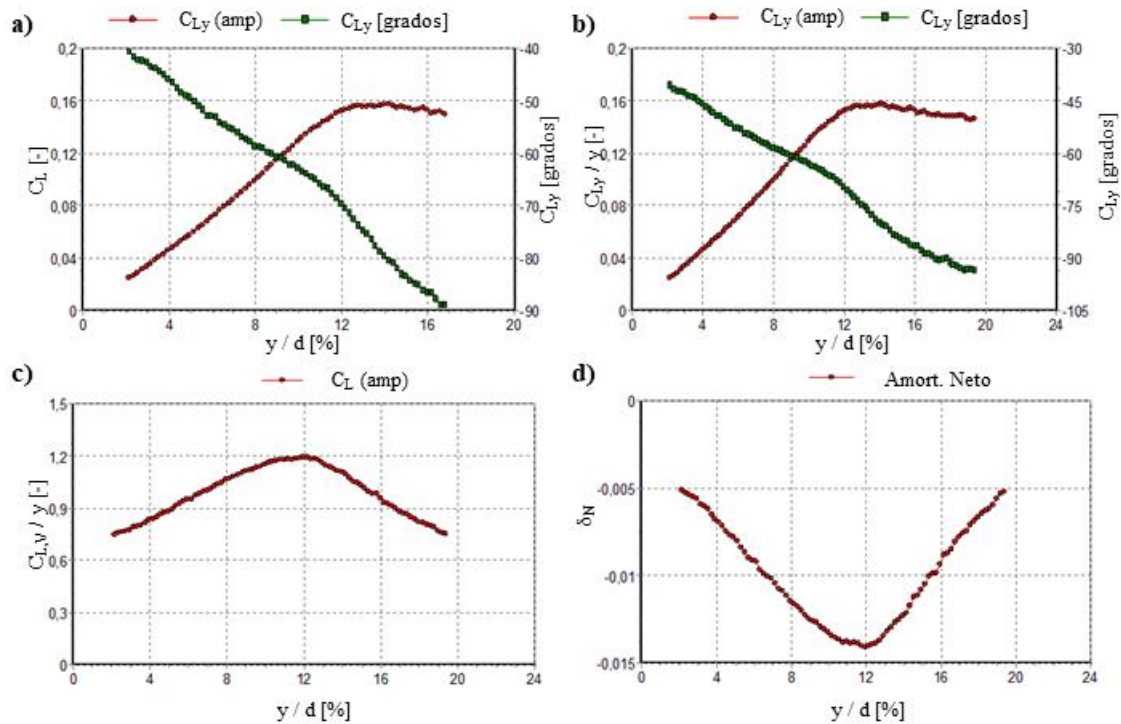


Ilustración 113 Resultados para $U_U = 0,28$ m/s, $M_R = 100$, $M_{R\delta} = 1$. a) C_L y desfase; b) C_L normalizado con la amplitud y desfase; c) Componente de C_L en fase con velocidad; d) Amortiguamiento neto.

En definitiva, si se mantienen los parámetros del sistema y se va aumentando la velocidad, se observa que:

- La proporción entre C_L y la amplitud de vibración se pierde antes con velocidades mayores.
- El comportamiento de C_{Ly} es siempre el mismo: un tramo horizontal, seguido de una pequeña ascensión que lleva a un máximo y luego, un descenso. Este punto máximo se alcanza en amplitudes cada vez menores con el aumento de velocidad.
- Lo mismo ocurre con C_{LV} que presenta un tramo ascendente y descendente cuyo máximo se relaciona con el mínimo amortiguamiento neto del sistema. Al igual que antes, este máximo se produce a amplitudes cada vez más pequeñas conforme se aumenta la velocidad.
- En cuanto a la fase de C_L , siempre disminuye, aunque la velocidad a la que lo hace está relacionada con la velocidad del flujo aguas arriba. La pendiente parece constante, pero llegado a un punto, sufre una caída algo más brusca que la lleva a un mínimo. Después, comienza a aumentar.
- El amortiguamiento neto del sistema sigue una curva opuesta a C_L (esperado). El sistema alcanza OCL inestables a amplitudes cada vez más bajas a medida que se aumenta la velocidad y solamente en un caso de los estudiados se ha podido llegar a ver una OCL estable. Las amplitudes de esta última son, quizás, demasiado elevadas.

Anexo B

B.1 Publicaciones asociadas a la presente tesis.

Publicaciones en Congreso Internacional

1. G. Laine, B. de Pedro, J. Tufiño, J. Parrondo
“A study of the transverse flux with CFD modelling of the cross-flow through a parallel triangular tube array with one tube undergoing fluidelastic instability.”
2nd Int. Research Conf. on Sustainable Energy, Engineering, Materials and Environment. Mieres, 25-27 julio 2018. ISBN 978-84-17238-93-3.
2. B. de Pedro, G. Laine, J. Tufiño, J. Parrondo
“A computational study on the damping-amplitude dependence and estimation of the limit cycle oscillations for normal triangular arrays undergoing fluidelastic instability.”
2nd Int. Research Conf. on Sustainable Energy, Engineering, Materials and Environment. Mieres, 25-27 julio 2018. ISBN 978-84-17238-93-3.

Publicación asociada en revista:

Proceedings 2018, 2, 1498; doi:10.3390/proceedings2231498.

3. J. Tufiño, B. de Pedro, G. Laine, J. Parrondo
“An experimental study on the propagation of the pressure fluctuations induced in a tube array under forced vibration.”

2nd Int. Research Conf. on Sustainable Energy, Engineering, Materials and Environment. Mieres (Spain), 25-27 julio 2018. ISBN 978-84-17238-93-3.

Publicación asociada en revista:

Proceedings 2018, 2, 1501; doi:10.3390/proceedings2231501.

4. G. Laine, P. García-Regodeseves, B. de Pedro, J. Parrondo
“A computational study on the damping-amplitude dependence and estimation of the limit cycle oscillations for triangular arrays with one tube undergoing fluidelastic instability”
Accepted for presentation at the 12th International Conference on Flow-Induced Vibration, 6th-9th July 2020 Paris-Saclay (postponed to 6th-9th July 2021).

Publicación en revista SCI:

G. Laine, P. García-Regodeseves, B. de Pedro, J. Parrondo

“A computational study on the amplitude dependence of added damping and estimation of the limit cycle oscillations for a parallel triangular array with one tube undergoing fluidelastic instability”

Remitido a la revista Nuclear Engineering and Design (revista Q1 en la categoría de Nuclear Science & Technology)