

CALIBRACIÓN DE MODELOS TURBULENTOS PARA EL ESTUDIO DEL FENÓMENO DE DESPRENDIMIENTO DE VÓRTICES EN UN PERFIL DONALDSON

Mariano López^a, Ricardo Aguirre^a y Miguel G. Coussirat^a

^aGrupo LAMA - Universidad Tecnológica Nacional-Facultad Regional Mendoza, Rodríguez 273, 5500 Ciudad Mendoza, Argentina, mariano_492@hotmail.com

Palabras Clave: CFD, Perfil Donaldson, Capa límite, Vórtices, Turbulencia, Calibración.

Resumen. Los requerimientos operacionales para la regulación de producción de energía en una central hidroeléctrica han conducido a un incremento en la disponibilidad de las turbinas y a rangos de operación más amplios, esto implica su operación a carga parcial lo que trae aparejado un incremento en los niveles de vibraciones dando lugar a la aparición de fenómenos de interacción de flujo-estructura, o FSI por sus siglas en idioma inglés (Fluid Structure Interaction) que pueden dañar la máquina. Por esta causa, la interacción fluido-estructura, entre el fenómeno de desprendimiento de vórtices y los álabes de la máquina, se ha vuelto en estos días un importante campo de investigación de cara al diseño de maquinaria hidráulica. Dentro de las aplicaciones de diseño de máquinas la Dinámica de Fluidos Computacional o CFD por sus siglas en idioma inglés (Computational Fluid Dynamic) ha tomado gran importancia el modelado de flujos turbulentos mediante modelos para la turbulencia. Su consiguiente validación/calibración para el estudio de este fenómeno es algo común hoy en día. Dentro de paquetes de software CFD comerciales existen varios modelos con numerosos coeficientes de ajuste que en general no están lo suficientemente calibrados. Se estudia en este trabajo la calibración de estos coeficientes en dos modelos turbulentos con el objeto de ajustar mejor los valores de la frecuencia de desprendimiento de vórtices en un perfil Donaldson usando CFD. Se compararon los resultados obtenidos contra los resultados experimentales medidos en un túnel hidráulico y los resultados numéricos obtenidos en un trabajo previo, en el que se estudió el efecto de la capa límite en el desprendimiento de vórtices de un perfil de este tipo con varios modelos turbulentos donde se usaron los valores por defecto de los coeficientes de ajuste.

1 INTRODUCCIÓN

Los requerimientos operacionales para la regulación de producción de energía en una central hidroeléctrica han conducido a un incremento en la disponibilidad de las turbinas y a rangos de operación más amplios, esto implica su operación a carga parcial lo que trae aparejado un incremento en los niveles de vibraciones dando lugar a la aparición de fenómenos de interacción de flujo-estructura, o FSI por sus siglas en idioma inglés (Fluid Structure Interaction) que pueden dañar la máquina. Una de las causas que produce la FSI es el fenómeno de desprendimiento de vórtices debidos a la presencia de fuerzas viscosas en el flujo. El origen de estas fuerzas puede ser debido a la presencia de paredes sólidas que se interponen en la corriente. Este puede ser el caso de flujo externo alrededor de un cuerpo sumergido en una corriente, como por ejemplo, en los álabes de turbinas hidráulicas. Las turbinas hidráulicas tienen una estructura muy compleja incluyendo álabes fijos (corona directriz) y móviles (rotor), ver [Figura 1](#). La interacción entre álabes fijos y móviles implica un flujo complejo en el interior de la máquina lo que induce vibraciones debido a efectos de interacción fluido estructura o FSI por sus siglas en idioma inglés (Fluid Structure Interaction), que pueden ser perjudiciales para la máquina. Cuando la máquina opera normalmente estos efectos no son importantes, pero cuando se opera en condiciones de "fuera de diseño", algo que cada vez es más común, debido a los crecientes niveles de requerimiento de energía, estos efectos pueden alcanzar grados de importancia no permisibles (ver más detalles en [Rodríguez et al., 2007](#), [Fontanals et al., 2010](#), [Fontanals et al., 2011](#), [Fontanals et al. 2012](#), [Fontanals et al. 2014](#), [Rodríguez et al. 2014](#), [Coussirat et al., 2012](#) y [Fontanals et al., 2016](#)).

Actualmente se intenta diseñar máquinas que tengan condiciones de diseño "más elásticas", esto es, un rango más amplio de operación. Estos efectos se originan por los vórtices que se desprenden de la estela de los álabes fijos que se encuentran a la entrada de la máquina, [Figura 1](#). Cuando la máquina trabaja en condiciones fuera de diseño estos efectos se magnifican dando lugar a vibraciones que pueden ser peligrosas. Una línea de desarrollo actual es la búsqueda de perfiles de álabes para coronas directrices de turbinas que minimicen estos efectos bajo un rango de operación más amplio y esto ha dado lugar a pruebas con distintas formas de perfiles para éstas, [Zobeiri 2012](#), [Zobeiri et al., 2012](#), [Lewis et al., 2014](#), [Fontanals et al., 2014](#), [Yao et al., 2017](#).

Si se analiza el caso del perfil hidrodinámico del álabe de una turbina axial sumergido en una corriente, [Figura 1\(C\)](#), se tendrá que los esfuerzos viscosos originan una capa de cortadura alrededor del cuerpo que llevarán, generalmente, a una región desprendida cerca del borde de salida, seguida de una estela turbulenta no estacionaria, que se extiende aguas abajo incluyendo el fenómeno típico de desprendimiento de vórtices (Von Kármán street vortices, [White, 2004](#)). Esta compleja configuración del flujo suma sus efectos a los que se producen en el flujo debido al cambio continuo de la geometría por la que circula, desde el estator hacia el rotor, generando el efecto denominado interacción rotor-estator, RSI por sus siglas en inglés (Rotor Stator Interaction) que a su vez genera las FSI.

La FSI es la que produce vibraciones que podrían dañar la máquina si la frecuencia con la que estos vórtices se desprenden igualase a alguna frecuencia natural del álabe. Este efecto puede ser crítico y podría producirse daño o por fatiga o por colapso súbito. Se hace de vital importancia, por ende, poder predecir la frecuencia de la estela turbulenta y el subsecuente fenómeno de RSI, que se manifiesta a través de pulsaciones de presiones de una cierta frecuencia, [Figura 1\(D\)](#).

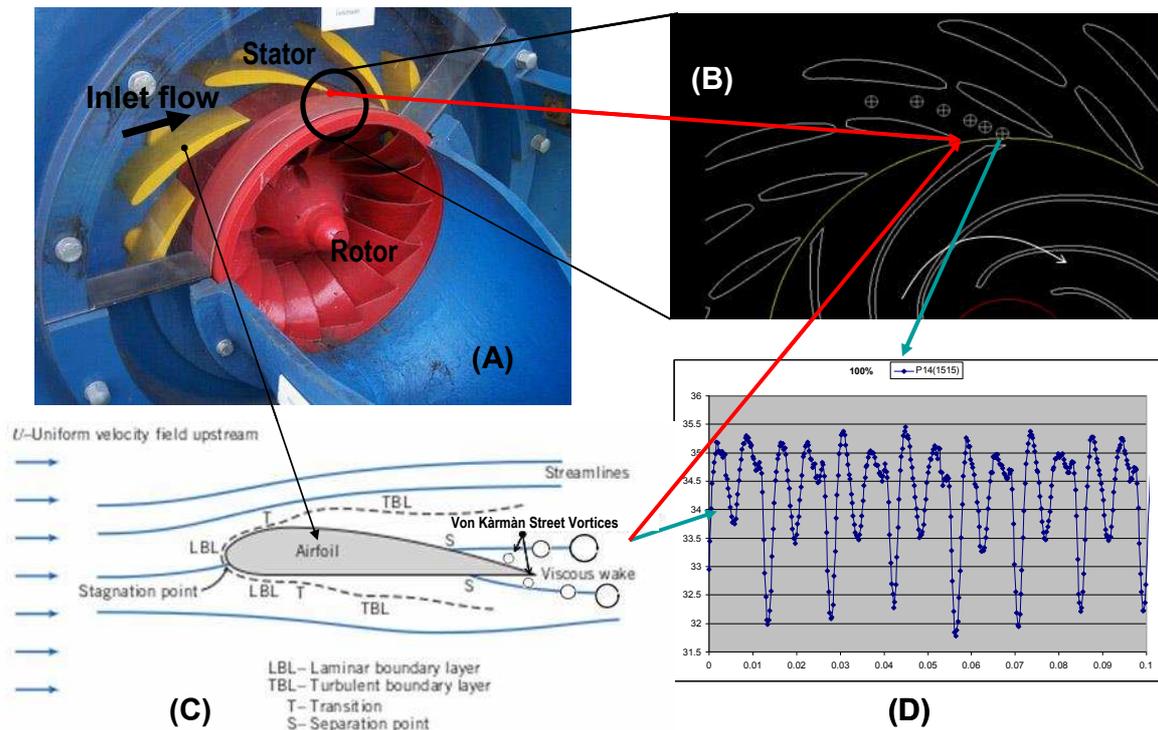


Figura 1: Esquema general de la configuración geométrica y del flujo, turbina Francis. (A): Corona directriz con álabes fijos que no giran alrededor del eje de la máquina pero que pueden pivotar sobre su propio eje para regular potencia. (B): Esquema de una turbina Francis con corona directriz con dos filas de álabes, una con álabes completamente fijos y otra pivotante sobre su eje. (C) Detalle del flujo sobre un ábabe aislado. (D): Pulsaciones de presión debidas a la FSI .

Siendo la RSI un fenómeno intrínsecamente complejo debido a que: a) la geometría sobre la que se calcula el flujo es complicada y b) el fenómeno es no estacionario, en donde existen numerosas escalas relacionados a los efectos turbulentos; es interesante destacar que muchas veces los modelos para la turbulencia del tipo “escalares”, esto es modelos denominados EVM, por sus siglas en inglés (Eddy viscosity models), no dan buenos resultados ya sea porque tienen:

a) Anomalías intrínsecas a su formulación general, ya que al ser modelos “escalares”, esto es, la obtención de ecuaciones del tipo promediado de Reynolds (RANS, Reynolds Averaged Navier Stokes equations), se “cierran” mediante algún tipo de modelado turbulento implicando isotropía de la turbulencia. Además de que el modelado de las escalas de turbulencia no son adecuadas en los casos de fenómenos intrínsecamente transitorios como es el caso de desprendimiento de vórtices (ver detalles en Durbin et al., 2001 y Versteeg et al., 2007).

b) Anomalías específicas en la formulación de un cierto EVM, por ejemplo, el modelo Standard $k-\epsilon$ sobrepredice la energía cinética turbulenta, k , en puntos de estancamiento (ver detalles en Durbin et al., 2001).

c) La tendencia que tienen a suavizar soluciones no estacionarios debido a su estructura (Menter et al. 2010).

d) Una definición estándar de sus coeficientes de calibración. Tal calibración de coeficientes de ajuste que tienen en su formulación se ha realizado para flujos simples (e.g. sin desprendimiento) sobre geometrías simples (e.g., placas planas, tuberías rectas, etc., ver

detalles en [Coussirat 2003](#)).

Existen opciones de modelado turbulento más complejas del tipo Detached Eddy Simulations, DES o Large Eddy Simulations, LES en donde la formulación es diferente, lo que permite el modelado de flujos complejos pero a un alto costo computacional lo que hace prohibitivo su uso para la simulación de problemas industriales, [Coussirat 2003](#), [Menter et al. 2010](#), [Coussirat et al., 2016](#) y además, en muchos casos, con resultados similares a los obtenidos mediante EVM, [Fontanals 2012](#). Como solución intermedia al problema de memoria y requerimientos de CPU, recientemente han hecho aparición dentro de la línea de modelos turbulentos más sofisticados que los RANS+EVM, pero de posibles aplicaciones industriales, los modelos del tipo de Escalas Adaptativas (SAS), [Menter et al. 2010](#), [Coussirat et al., 2014](#), aunque aún las posibilidades de estas formulaciones, basadas en el modelo SST $k-\omega$ de Menter, no están suficientemente exploradas.

A partir de lo expuesto, y resaltando que en los paquetes software CFD comerciales existen varios modelos con coeficientes que en general no están lo suficientemente calibrados para el estudio de ciertos fenómenos en particular ([Bardow et al., 2008](#), [Coussirat et al., 2016a](#), [Coussirat et al., 2016b](#)) y que opciones más sofisticadas son prohibitivas para cálculo industrial de flujos en geometrías complejas, lo que se pretende en el presente trabajo es realizar un análisis de calibración sobre los coeficientes de ajuste de dos modelos turbulentos, i.e., modelo de SpalartAllmaras y SST $k-\omega$ (ver detalles y referencias en [Coussirat et al., 2014](#)) con el fin de magnificar el fenómeno no estacionario de frecuencia de desprendimiento de vórtices para lograr captarla con una mayor precisión a través de modificar el valor de la viscosidad turbulenta predicha por estos modelos cuando se los utiliza con la calibración que poseen por defecto. Trabajos previos muestran que es posible evidenciar efectos no estacionarios a través de disminuir los valores de viscosidad turbulenta predicha, (ver detalles en [Coussirat et al., 2016a](#) y [Coussirat et al., 2016b](#)). Mediante una adecuada calibración se pretende reproducir el patrón de flujo alrededor del perfil, reduciendo el error entre los resultados experimentales obtenidos en un túnel hidráulico [Zobeiri 2012](#) y mediante CFD sin calibración, [Fontanals et al. 2014](#), y los resultados computacionales del presente trabajo.

2 MODELO COMPUTACIONAL PARA EL CASO PLANTEADO

En la continua búsqueda de mejoras en la forma de los álabes del estator (distribuidor Fink) de turbinas, se han realizado mediante CFD estudios de la configuración del tipo "perfil hidrodinámico de Donaldson", ver detalles en [Zobeiri 2012](#), [Fontanals et al. 2014](#), [Lewis et al., 2014](#) y [Yao et al., 2017](#). [Fontanals et al. 2014](#) presenta resultados numéricos en donde se captó la frecuencia de desprendimiento de vórtices en este perfil a través de dos modelos turbulentos del tipo EVM, siendo respectivamente la formulación tradicional del SST $k-\omega$ y su modificación a efectos de introducir la técnica SAS y dos modelos más sofisticados DES y LES respectivamente. Los resultados obtenidos fueron contrastados con la medición realizada en un túnel hidráulico en el Laboratorio de Máquinas Hidráulicas ubicado en la Escuela Politécnica Federal de Lausanne, Suiza ver detalles en [Zobeiri, 2012](#).

El caso que se plantea consiste en un perfil hidrodinámico cuya geometría corresponde a una modificación tipo Donaldson de un perfil NACA 009 de 100 mm de cuerda (ver [Figura 2](#)), sumergido en un canal hidrodinámico con una corriente uniforme de agua a temperatura de 20°C, que tiene una velocidad $c = 20$ m/s (ver detalles en [Zobeiri, 2012](#) y

Fontanals et al. 2014). Para la simulación CFD se usa un mallado 2D de aproximadamente 86.000 celdas. La técnica de mallado consiste en un mallado del tipo híbrido con una definición local de capa límite y es idéntico al ya utilizado por Fontanals et al. 2014 (ver Figura 2 y Figura 3). Se han definido puntos en distintos lugares para la adquisición de datos numéricos de las fluctuaciones de presión y velocidad.

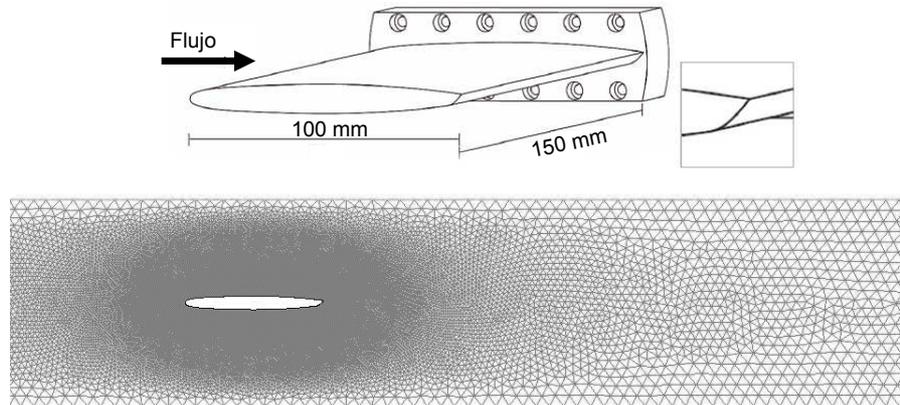


Figura 2: Arriba: geometría del perfil hidrodinámico Donaldson (modificación de un NACA 009), Fontanals et al. 2014. Abajo: mallado general del dominio de cálculo.

La simulación se realiza a través del software ANSYS FLUENT 13, basado en el método de volúmenes finitos. Para las simulaciones, que se hacen en régimen transitorio, se ha definido un paso de tiempo de 1×10^{-5} segundos a partir del análisis de sensibilidad realizado ya en Fontanals et al., 2014. Se define el siguiente “setup” para el modelado CFD de la geometría ya reseñada, incluyendo:

1) el uso de los modelos Spalart-Allmaras y SST $k-\omega$, 2) la selección de esquemas de segundo orden para todas las ecuaciones (flujo y turbulencia), 3) la selección del esquema SIMPLE para el acoplamiento presión-velocidad (ver más detalles en Versteeg et al., 2007 y Ferziger et al., 2002).

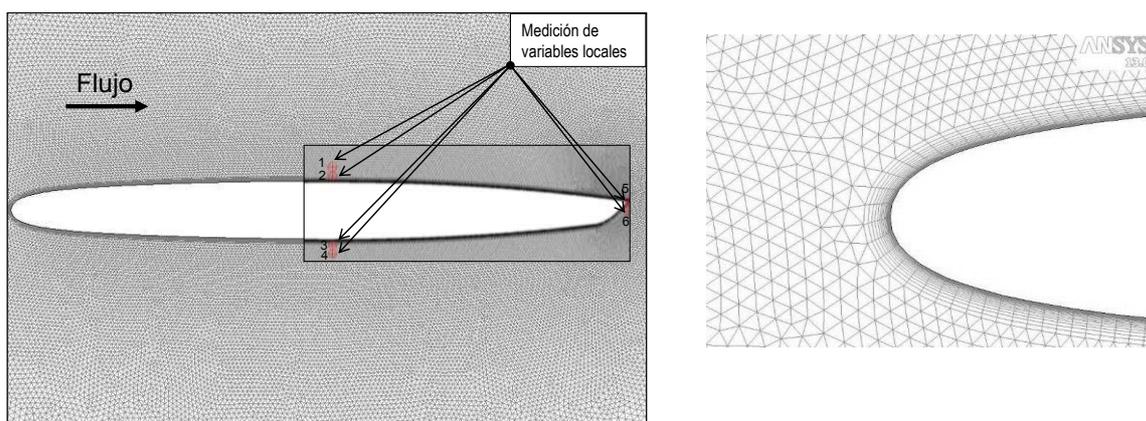


Figura 3: Izquierda: Vista general del mallado en las cercanías del ábete con perfil Donaldson. Los puntos 1-6, indican en donde se miden las series de tiempo para la presión y velocidad. Derecha: Detalle de la malla 2D en las cercanías del borde de ataque del ábete.

3 METODOLOGÍA

La metodología adoptada, como ya se indicó, consiste en calibrar los coeficientes de ajustes asociados a la viscosidad turbulenta o a las cantidades con que ésta se calcula (e.g., la energía cinética k y su tasa de disipación ω para el caso del modelo SST $k-\omega$) ya sea sobre su mismo valor (coeficientes del tipo "amortiguamiento"). Otra posibilidad es proceder a la calibración del modelo a través de ajustes de los coeficientes "locales" que existen en los términos de producción o disipación de las ecuaciones de transporte de ambos modelos, ver Ec. (2) para el modelo Spalart-Allmaras, y Ec. (12) y Ec. (13) para el modelo SST $k-\omega$. Hacer este análisis es una tarea un tanto ardua ya que en general no se provee de mucha información sobre qué representan las constantes que intervienen en los diferentes términos de estas ecuaciones (e.g., ver Versteeg et al., 2007, ANSYS FLUENT 13). Es por ello que se realiza un detallado análisis para ver cómo influye cada coeficiente de ajuste de cada modelo con el fin de saber cuál modificar y en qué proporción para obtener los resultados deseados, teniendo en mente que debe disminuirse la viscosidad turbulenta para poder así magnificar efectos no estacionarios que estos modelos "suavizan". A continuación se analiza cada uno de los modelos turbulentos citados.

Modelo Spalart-Allmaras

Como ya se indicó, lo que se pretende es disminuir la viscosidad cinemática turbulenta $\tilde{\nu}$, mediante el ajuste de coeficientes que la modifiquen directamente o bien por ajuste de coeficientes que modifican su producción o su disipación.

El modelo Spalart-Allmaras calcula la viscosidad dinámica turbulenta μ_t a través de una ecuación de transporte para una variable intermedia $\tilde{\nu}$ Ec. (1), ver detalles completos en Spalart and Allmaras, 1994, Versteeg et al., 2007 y ANSYS FLUENT 13:

$$\mu_t = \tilde{\nu} \rho f_{v1} \quad \text{Ec. (1)}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \tilde{\nu}) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \tilde{\nu} u_i) = G_{\tilde{\nu}} + \frac{1}{\sigma_{\tilde{\nu}}} \left[\frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ (\mu + \rho \tilde{\nu}) \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right\} + C_{b2} \rho \left(\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right)^2 \right] - Y_{\tilde{\nu}} \quad \text{Ec. (2)}$$

Siendo ν la viscosidad molecular, ρ la densidad y u_i son las velocidades medias (ver detalles de otras constantes y variables a continuación y en Spalart and Allmaras, 1994) en donde la interpretación física de cada término de la ecuación es la siguiente:

Velocidad de cambio de $\tilde{\nu}$	+ Transporte de $\tilde{\nu}$ por convección	=	Transporte de $\tilde{\nu}$ por difusión turbulenta	+	Velocidad de producción de $\tilde{\nu}$	-	Velocidad de disipación de $\tilde{\nu}$
--	---	---	---	---	--	---	---

En donde el miembro de la disipación de la viscosidad cinemática turbulenta es:

$$Y_{\tilde{\nu}} = C_{w1} \rho f_w \left(\frac{\tilde{\nu}}{d} \right)^2 \quad \text{Ec. (3)}$$

Este término, se expresa a partir de la formulación dentro del modelo de la siguiente

forma:

$$C_{w1} = \frac{C_{b1}}{\kappa^2} + \frac{(1 + C_{b2})}{\sigma_{\tilde{v}}} \quad \text{Ec. (4)}$$

$$f_w = g \left[\frac{1 + C_{w3}^6}{g^6 + C_{w3}^6} \right]^{1/6} \quad \text{Ec. (5)}$$

$$g = r + C_{w2}(r^6 - r) \quad \text{Ec. (6)}$$

$$r \equiv \frac{\tilde{v}}{\tilde{S}\kappa^2 d^2} \quad \text{Ec. (7)}$$

Siendo C_{bi} constantes empíricas, $f_v, f_{w,i}$ funciones empíricas del modelo, g y r variables intermedias, d la distancia a la pared, \tilde{S} el número de Prandtl turbulento y \mathcal{A} la constante de Von Kàrmàn (=0,41). Como ya se indicó, el objetivo es disminuir la viscosidad cinemática turbulenta (ver Ec. (2) y Ec. (6)) la cual se varía a partir de la constante C_{v1} (ver Ec. (8)).

$$f_{v1} = \frac{X^3}{X^3 + C_{v1}^3} \quad \text{Ec. (8)}$$

$$X \equiv \frac{\tilde{v}}{\nu} \quad \text{Ec. (9)}$$

Si en vez de variar la viscosidad mediante el ajuste de sus coeficientes asociados se buscara un efecto "local", una posibilidad sería variar Y_v en función de otros coeficientes de calibración, i.e., C_{b1} y C_{b2} , ver Ec. (4), C_{w2} , ver Ec. (6) y C_{w3} , ver Ec. (5). A través de un análisis de sensibilidad (no mostrado) en el que se estudió la variación del término de disipación en función del valor de cada uno de estos coeficientes, manteniendo los otros constantes, se logró obtener una tendencia (ver Figura 4) que permite, a priori, poder saber qué coeficientes variar y en qué proporción, para conseguir el efecto deseado. Como ya se reseñó, no se dan detalles de todas las variables presentes en las ecuaciones por brevedad (ver detalles completos en Spalart and Allamaras, 1994, Versteeg et al., 2007 y ANSYS FLUENT 13).

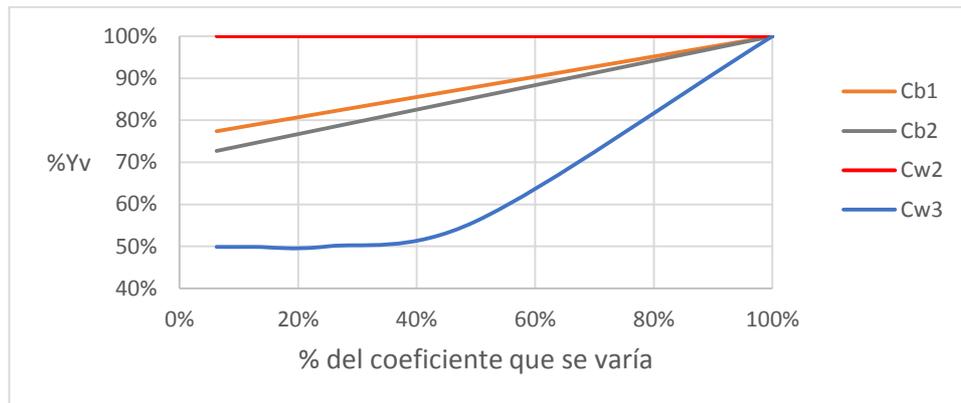


Figura 4: Variación del término de disipación de la viscosidad cinemática turbulenta en función de los coeficientes C_{b1} , C_{b2} , C_{w2} y C_{w3} .

Primeramente, en cuanto a C_{w2} , se aprecia que su variación no logra ningún cambio en el término de disipación Y_v .

En cuanto a C_{b1} se puede apreciar una variación importante del término Y_v , sin embargo, el miembro G_v de producción de viscosidad cinemática turbulenta es directamente proporcional a este coeficiente (ver Ec. (10)) por lo que se decide no modificarlo debido a que la producción disminuiría junto con la disipación y no se conseguiría el efecto deseado de magnificar el fenómeno.

$$G_v = C_{b1} \rho \tilde{S}_{\tilde{v}} \tilde{v} \quad \text{Ec. (10)}$$

En base a lo expuesto, se variarán sólo los coeficientes C_{b2} , C_{w1} y C_{w3} para calibración.

Modelo SST k - ω

Para este modelo, las ecuaciones de transporte son (ver detalles completos en [Menter 1994](#), [Menter et al., 2003](#), [Versteeg et al., 2007](#) y [ANSYS FLUENT 13](#)):

$$\mu_t = \alpha^* \rho \frac{k}{\omega} \quad ; \quad \omega = \frac{\varepsilon}{k} \quad \text{Ec. (11)}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + \tilde{G}_k - Y_k + S_k \quad ; \quad \underline{\Gamma}_k = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \quad \text{Ec. (12)}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + G_\omega - Y_\omega + D_\omega + S_\omega \quad ; \quad \underline{\Gamma}_\omega = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \quad \text{Ec. (13)}$$

Siendo las Ec. (12) y Ec. (13) sendas ecuaciones de transporte para la energía cinética específica de la turbulencia, k y ω su tasa de disipación específica, en donde ρ la densidad, $\underline{\Gamma}_k$ y $\underline{\Gamma}_\omega$ son las difusividades de k y ω respectivamente, σ_k y σ_ω los números turbulentos de Prandtl para k y ω respectivamente, y u_i son las velocidades medias (ver detalles de otras constantes y variables a continuación y en [Menter 1994](#), [Menter et al., 2003](#) y [ANSYS FLUENT 13](#)) La interpretación física de cada término de

las Ec. (12) y Ec. (13) es la siguiente (sólo se describen los cinco primeros términos que son los de interés):

$$\begin{array}{cccccc} \text{Velocidad} & & \text{Transporte} & & \text{Transporte de } k & & \text{Velocidad de} & & \text{Velocidad} \\ \text{de cambio} & + & \text{de } k \text{ o } \omega \text{ por} & = & \text{o } \omega \text{ por difusión} & + & \text{producción} & - & \text{de} \\ \text{de } k \text{ o } \omega & & \text{convección} & & \text{turbulenta} & & \text{de } k \text{ o } \omega & & \text{disipación} \\ & & & & & & & & \text{de } k \text{ o } \omega \end{array}$$

El término Y_k representa la disipación de k , y está definida por la Ec. (14). El término Y_ω representa la disipación de ω , y está definida por la Ec. (15) (ver Versteeg et al., 2007).

$$Y_k = \rho \beta^* k \omega \tag{Ec. (14)}$$

$$Y_\omega = \rho \beta \omega^2 \tag{Ec. (15)}$$

Cada uno de estos términos, se expresa a partir de la formulación del modelo de la siguiente forma:

$$\beta^* = \beta_i^* [1 + \xi^* F(M_t)] \tag{Ec. (16)}$$

$$\beta_i^* = \beta_\infty^* \left[\frac{4/15 + (Re_t/R_\beta)^4}{1 + (Re_t/R_\beta)^4} \right]; \quad Re_t = \rho k (\mu \omega)^{-1} \tag{Ec. (17)}$$

$$\beta = \beta_i \left[1 - \frac{\beta_i^*}{\beta_i} \zeta^* F(M_t) \right] \tag{Ec. (18)}$$

Siendo ζ^* , β_i^* , funciones empíricas, $F(M_t)$ una corrección por compresibilidad ($=0$, aquí no es de interés), Re_t un Reynolds basado en escalas turbulentas. Al no tener efectos de compresibilidad puede verse que $\zeta^* = \beta_i^*$. En donde el coeficiente de interés es el de la Ec. (19):

$$R_\beta = 8 ; \quad \beta_\infty^* = 0,09 \tag{Ec. (19)}$$

De la misma manera que con el modelo Spalart-Allmaras, se realizó un análisis de sensibilidad (no mostrado) para ver qué influencia tiene este coeficiente sobre el término de disipación Y_k pudiéndose obtener una tendencia (ver Figura 5). Como ya se reseñó, no se dan detalles de todas las variables presentes en las ecuaciones por brevedad (ver detalles completos en [Menter 1994](#), [Menter et al., 2003](#), [Versteeg et al., 2007](#) y [ANSYS FLUENT 13](#)).

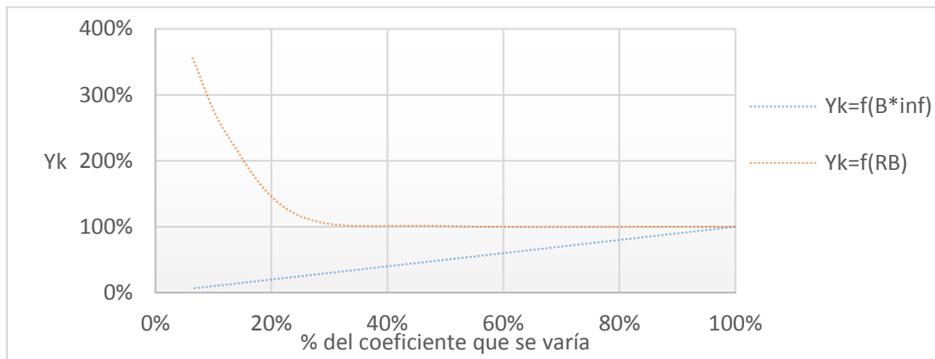


Figura 5: Variación del término de disipación Y_k en función de los coeficientes β^*_{inf} y R_β .

A partir del análisis de sensibilidad relacionado con el coeficiente β^*_{inf} , se tiene que su disminución provocará una disminución del término de disipación Y_k (ver Figura 5). Si se analiza la variación de R_β , pese a que en la formulación original del modelo es una constante, se tendrá que una disminución en este coeficiente provocará el efecto contrario que β^*_{inf} , esto es, un aumento en Y_k .

Luego de este análisis de sensibilidad se procede a efectuar simulaciones del flujo alrededor del perfil bajo las condiciones ya señaladas. Para el análisis de la frecuencia de desprendimiento de vórtices se tomaron series de tiempo para valores de presión y velocidad en cada uno de los puntos indicados en la Figura 3. Se emplean dos métodos para determinar la frecuencia de estas series de tiempo. El primero consiste en graficar la variación de la variable obtenida (presión o velocidad) en el tiempo y calcular la inversa del periodo para el estado permanente, y el segundo consiste en aplicarle la transformada de Fourier a dicha variación.

4 RESULTADOS OBTENIDOS

Se presentan en la Tabla 1 los resultados obtenidos para cada uno de los modelos utilizados. Claramente ambos modelos subpredicen el valor de la frecuencia de desprendimiento de vórtices. Cabe aclarar que, luego de analizar los resultados, el valor obtenido de la frecuencia se vuelve indistinto del punto monitorizado (ver Figura 2) y de la propiedad que se analiza. También es necesario aclarar que el primer método planteado que consiste en obtener la frecuencia a partir de la inversa del periodo del estado permanente de la variación de la propiedad en el tiempo capturada en el punto que se analiza, se vuelve algo impreciso debido a que a veces la forma de onda y su periodo no son tan fáciles de identificar, por lo cual, se limita a obtenerla a partir de la transformada de Fourier.

Resultado Experimental	1840 Hz	1313,13 Hz	Error del 29%	Modelo Spalart-allmaras
		1212,12 Hz	Error del 34%	Modelo SST $k-\omega$

Tabla 1: Resultado experimental y resultados de la simulación numérica de la frecuencia de desprendimiento de vórtices con los valores por defecto de los coeficientes de calibración seleccionados.

Modelo Spalart-Allmaras

A continuación se presentan los resultados obtenidos al variar los coeficientes C_{b2} , C_{v1} y C_{w3} . El análisis de los resultados para el coeficiente C_{w3} , indican que la reducción de su

valor no implicó un cambio en la frecuencia, manteniéndose ésta constante, pero sí se magnifica la amplitud de la oscilación (ver Figura 6) por lo que puede suponerse que efectivamente se disminuyela viscosidad turbulenta ν_t pero sin afectar la frecuencia del desprendimiento de vórtices.

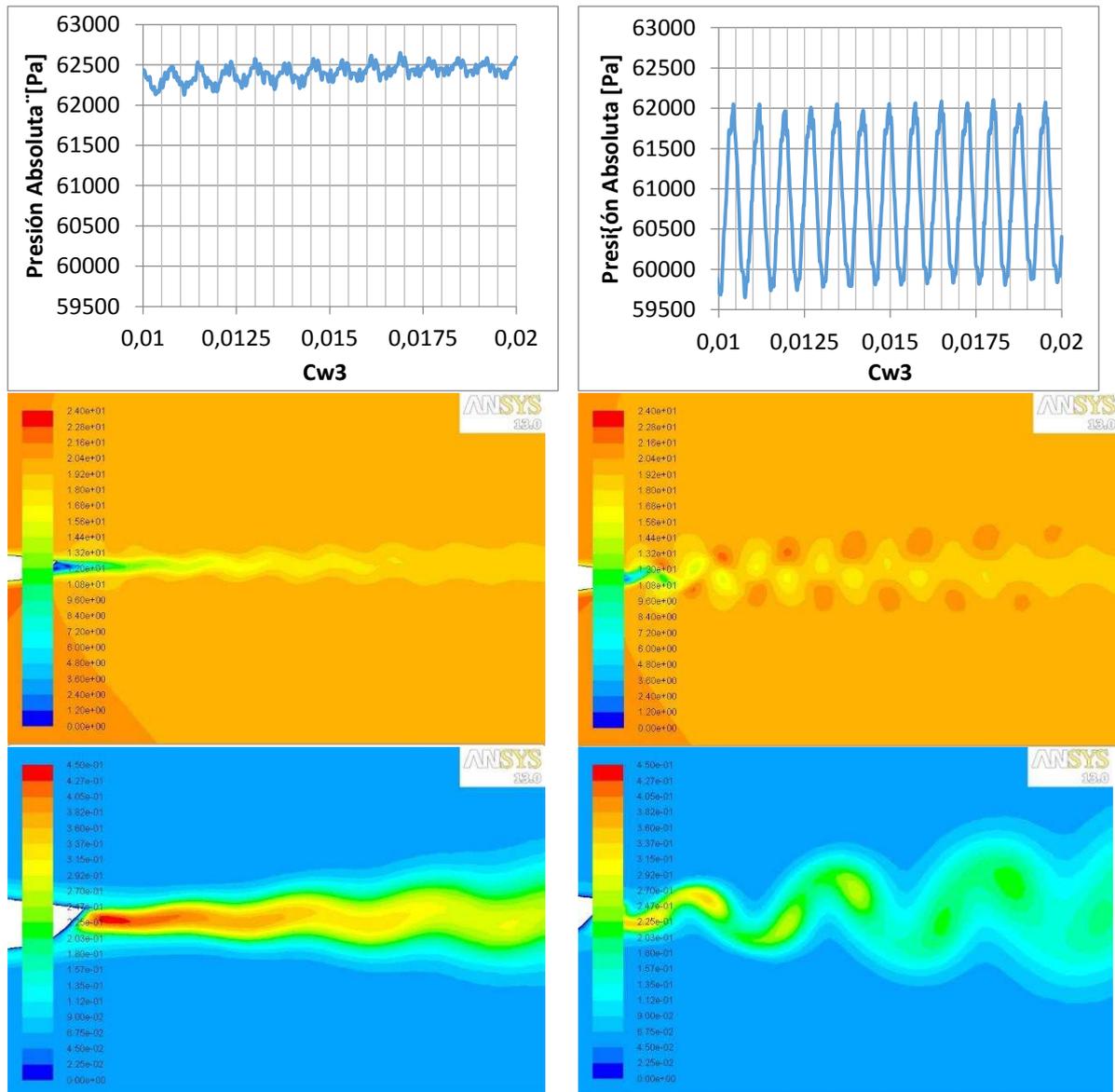


Figura 6: Arriba: magnificación de la amplitud de la oscilación de la presión en el 50% de la cuerda del perfil Donaldson capturado con el modelo Spalart-allmaras para $C_{w3}=2$ (izquierda) y $C_{w3}=0,125$ (derecha). **Al medio:** magnificación del fenómeno de desprendimiento de vórtices (variación de la magnitud de la velocidad) en el borde de salida del perfil Donaldson capturado con el modelo Spalart-allmaras para $C_{w3}=2$ (izquierda) y $C_{w3}=0,125$ (derecha). **Abajo:** valores de la viscosidad turbulenta ν_t en el borde de salida del perfil Donaldson capturado con el modelo Spalart-allmaras para $C_{w3}=2$ (izquierda) y $C_{w3}=0,125$ (derecha).

En cuanto al comportamiento de los resultados en función de cambios en el coeficiente C_{b2} , la reducción de su valor en diferentes proporciones no dio ningún efecto apreciable, la frecuencia de desprendimiento de vórtices se mantuvo constante y la amplitud de la oscilación no cambió (no mostrado). Puede suponerse que esto es debido a que la variación

de C_{b2} no produce un efecto local como se pretendía, ya que además de influir sobre la disipación de \bar{v} , también lo hace en el miembro de transporte de esta propiedad (ver Ec. (1)).

Si se observa la Figura 7, que es una gráfica preliminar en donde se han aproximado los valores capturados a una función continua, se apreciará que la frecuencia capturada por medio de la simulación numérica se aproxima más a la experimental para un valor aproximado a 6 del coeficiente C_{v1} (por debajo de su valor por defecto) pasando a valer de 1313,13 Hz a 1565,65 Hz, o lo que es lo mismo, a reducir el error de 29% a 15% (un 14% menos). Puede apreciarse también que luego de este valor, el error tiene una tendencia a aumentar. No se ha podido determinar por qué se produce un pico por debajo de los valores de C_{v1} para los que se obtiene el error mínimo, para conocer su causa se requiere un estudio más sensible.

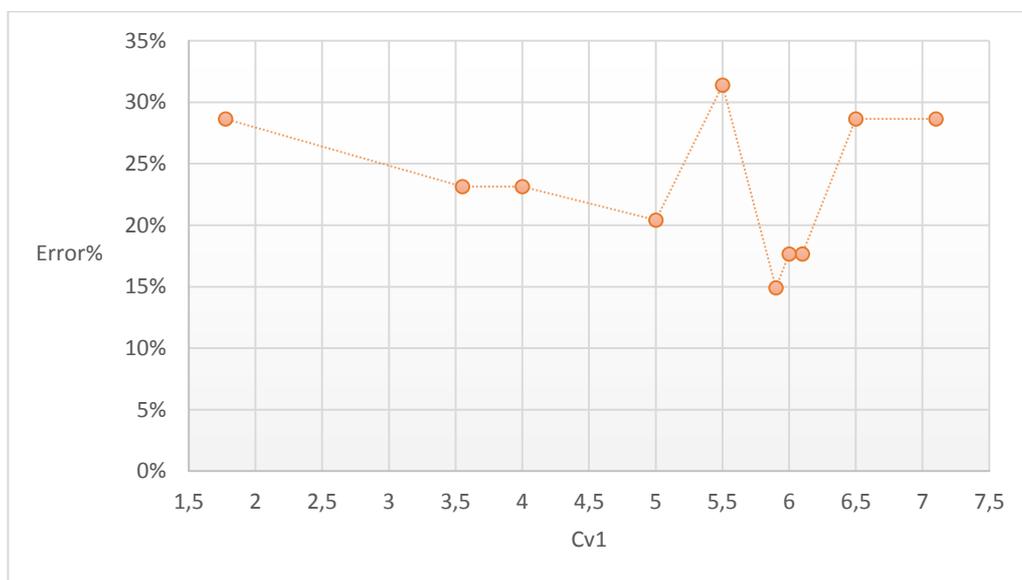
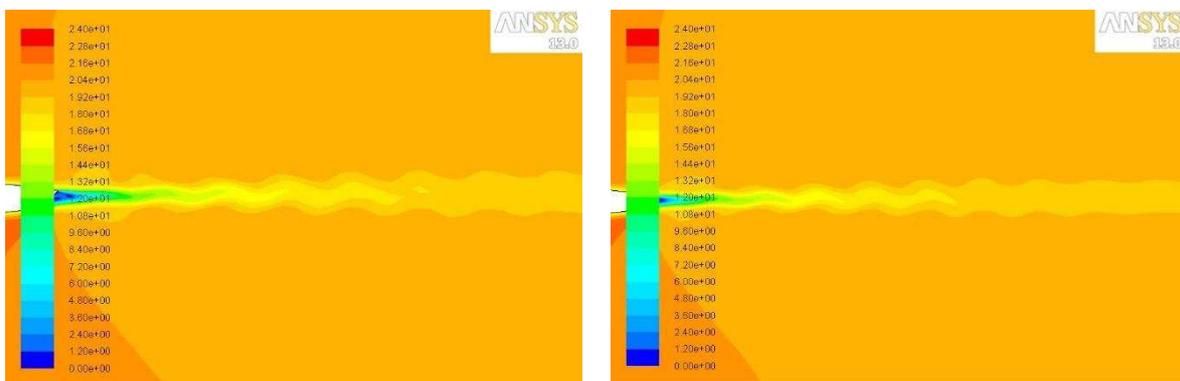


Figura 7: Variación del error porcentual de la frecuencia de desprendimiento de vórtices capturada mediante simulación numérica a través del modelo Spalart-allmaras en función de la constante C_{v1} respecto a la medida en el túnel hidráulico.

Se supuso que la disminución de este coeficiente implica un aumento directo en μ_t que conllevaría una magnificación del fenómeno, sin embargo, como muestra la Figura 8, no se ha logrado variar esta propiedad, por lo que la forma en que la variación de este parámetro influye sobre el valor de la frecuencia debe ser estudiada con más detalle.



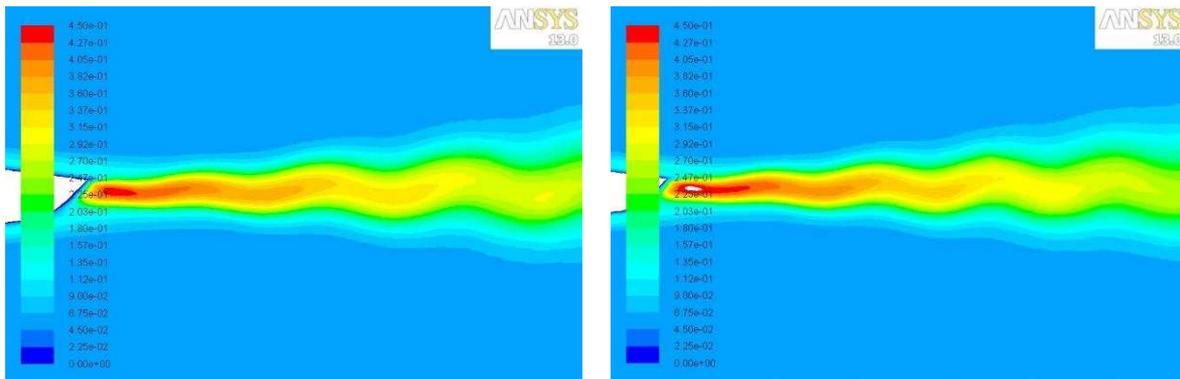


Figura 8: Arriba:desprendimiento de vórtices (variación de la magnitud de la velocidad) en el borde de salida del perfil Donaldson capturado con el modelo Spalart-allmaras para $C_{vl}=7,1$ (izquierda) y $C_{vl}=6$ (derecha). Abajo: valores de la viscosidad turbulenta en el borde de salida del perfil Donaldson capturado con el modelo Spalart-allmaras para $C_{vl}=7,1$ (izquierda) y $C_{vl}=6$ (derecha).

Modelo SST $k-\omega$

De la misma manera que en el modelo Spalart-allmaras, se disminuyó el coeficiente β^*_{inf} para ver su influencia sobre la frecuencia de desprendimiento de vórtices los que se muestran en la Figura 9.

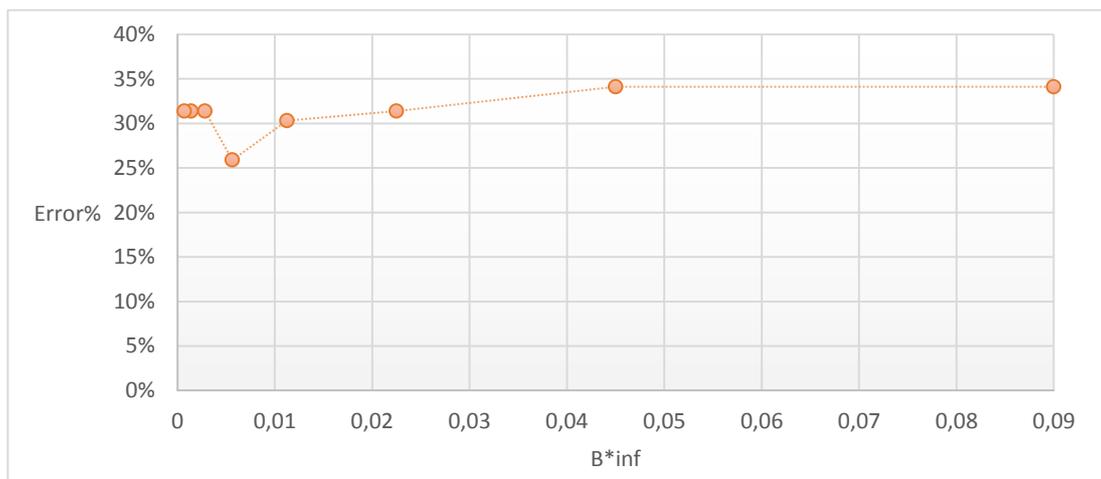


Figura 9:Variación del error porcentual de la frecuencia de desprendimiento de vórtices capturada mediante simulación numérica a través del modelo SST $k-\omega$ en función del coeficiente β^*_{inf} respecto a la medida en el túnel hidráulico.

Puede apreciarse que, efectivamente, al disminuir el coeficiente β^*_{inf} se predice mejor la frecuencia de desprendimiento de vórtices, ya que se está disminuyendo el error porcentual, por lo que se supone que se ha logrado una disminución efectiva de la disipación Y_k (ver Figura 9).

n cuanto al error obtenido, se ha reducido del 34% (1212,12 Hz) al 26% (1363,64 Hz) reduciendo el coeficiente. Debe destacarse que no se consigue un cambio en la frecuencia si la constante no se disminuye por debajo de la mitad de su valor, y que por debajo de 0,01, la disminución se vuelve más sensible hasta un máximo en 0,005, luego el error vuelve a aumentar. Esto podría deberse a problemas de estabilidad de la solución ya que la convergencia no es tan buena, se requiere un análisis más detallado para confirmar estos

resultados cuando se disminuye mucho el coeficiente.

Si se observa la [Figura 10](#), puede verse cómo la disminución de la disipación de la energía cinética turbulenta, a partir de la disminución de β^*_{inf} , influye sobre la viscosidad turbulenta y la disminuye logrando magnificar la frecuencia de desprendimiento de vórtices, como se esperaba.

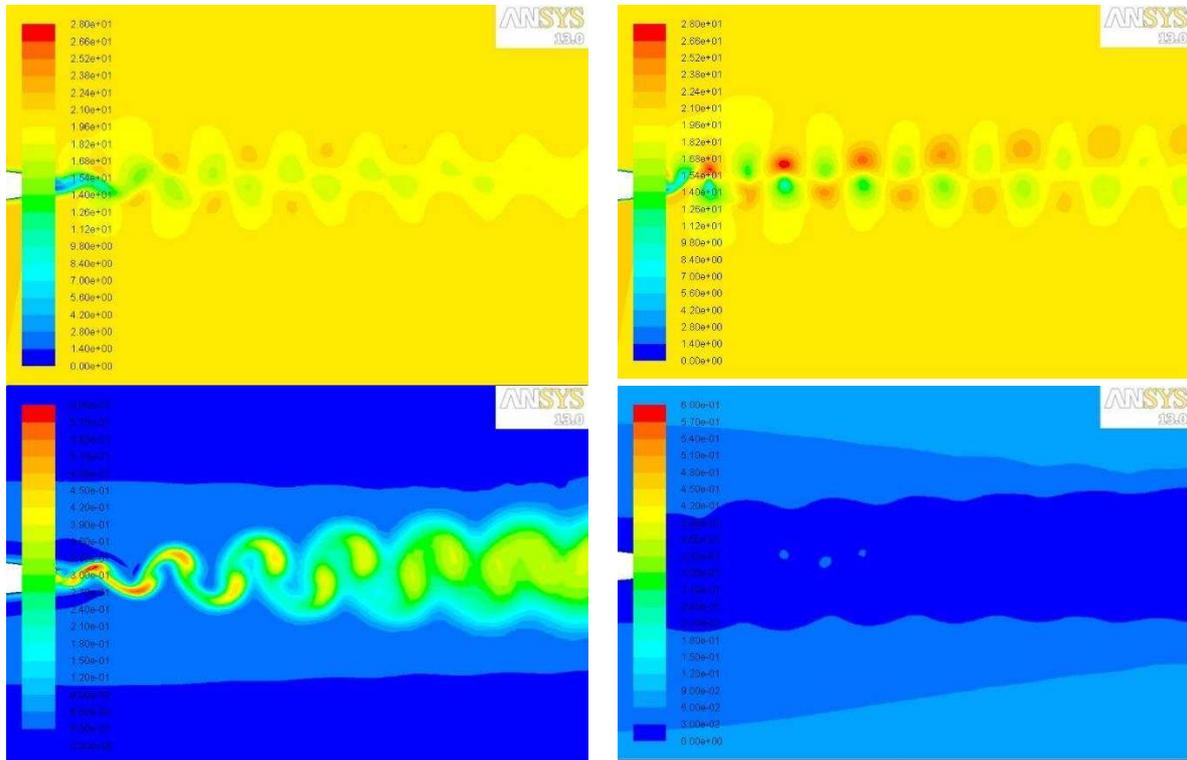


Figura 10: Arriba: desprendimiento de vórtices (variación de la magnitud de la velocidad) en el borde de salida del perfil Donaldson capturado con el modelo SST $k-\omega$ para $\beta^*_{inf}=0,09$ (izquierda) y $\beta^*_{inf}=0,005$ (derecha). Abajo: valores de la viscosidad turbulenta en el borde de salida del perfil Donaldson capturado con el modelo SST $k-\omega$ para $\beta^*_{inf}=0,09$ (izquierda) y $\beta^*_{inf}=0,005$ (derecha).

Debería analizarse qué ocurre en el caso contrario, esto sería analizar cómo influye un aumento de Y_k , a partir de un aumento en β^*_{inf} , en este fenómeno de desprendimiento de vórtices.

El análisis de los resultados obtenidos en este trabajo con respecto a los de trabajos previos (ver [Fontanals et al. 2014](#)) permite apreciar que a través de la simulación con modelos del tipo EVM, e.g., Spalart-Allmaras, se llega a resultados similares a los que se obtienen mediante simulaciones con modelos más complejos, e.g., DES o LES, los que requieren más recursos computacionales. En algunos casos se observa incluso una mejora en los resultados si se calibran adecuadamente los coeficientes del modelo, como se muestra en este trabajo (ver [Tabla 2](#)).

Turbulence model	Experimental (Hz)	Numerical (Hz)	Error (%)
Trans-SST	1840	1431	22,2
SAS		1231	33,1
DES (SST submodel)		1224	33,4
LES (WALE)		1491	18,9
Modelo turbulento	Resultado Numérico (Hz)		Error (%)
SST $k-\omega$	1363,64		26
Spalart-Allmaras	1565.65		15

Tabla 2:Arriba: resultado experimental y resultados numéricos obtenidos en Fontanals et al. 2014.
Abajo: resultados numéricos obtenidos en este trabajo (valores en negrita).

5 CONCLUSIONES

Se ha hecho un análisis de sensibilidad de los coeficientes asociados a la calibración de dos modelos turbulentos del tipo EVM (i.e, modelos de Spalart-Allmaras y SST $k-\omega$). Este análisis mostró que una calibración adecuada de algunos coeficientes posibilita una buena reproducción de la frecuencia del fenómeno.

El modelo Spalart-Allmaras es el más adecuado para capturar la frecuencia de desprendimiento de vórtices, mejorando los resultados obtenidos por Fontanals, 2014. La reducción de C_{vl} efectivamente magnifica los efectos no estacionarios, sin embargo, no se vio una reducción apreciable de la viscosidad.

En cuanto al modelo SST $k-\omega$, una disminución de la constante β^*_{inf} ajusta mejor los resultados y logra una disminución de la viscosidad turbulenta, como se esperaba, aunque los resultados para la frecuencia no son tan buenos como los obtenidos con el modelo Spalart-Allmaras.

Disminuir la viscosidad turbulenta mediante una adecuada calibración, con el fin de capturar el fenómeno de desprendimiento de vórtices, puede ser una buena opción para ajustar mejor los resultados sin recurrir a modelación turbulenta más sofisticada, mucho más cara en términos de tiempo de CPU (ver Tabla 2). Esto puede ser de suma importancia al momento de simular turbomáquinas completas.

Se pretende en un trabajo futuro hacer un análisis más profundo de estos y otros coeficientes que en este trabajo no se han estudiado con detalle.

6 AGRADECIMIENTOS

El presente trabajo ha sido parcialmente financiado por la Universidad Tecnológica Nacional (UTN) dentro de su propio programa de investigación y desarrollo (UTN/SSCTyP). Los autores desean agradecer a la UTN por proveer soporte financiero para este estudio (proyecto de investigación UTI3504TC, y UTI3543TC) y a las becas otorgadas Beca de Investigación y Servicio (BIS) otorgada por la Secretaria de Asuntos Estudiantiles UTN-FRM.

7 REFERENCIAS

- ANSYS Inc., 'ANSYS/FLUENT Soft.', <http://www.ansys.com/Industries/Academic/Tools/>, 2015.
- Bardow A, Bischof C and Bucker H, *Sensitivity-Based Analysis of the k - ϵ Model for the Turbulent Flow Between Two Plates*. Chemical Engineering Science, 63 pp 4763-4775, 2008.
- Coussirat M, 'Theoretical/Numerical Study of Flows with Strong Streamlines Curvature', PhD Thesis, Universitat Politècnica de Catalunya, Spain, 2003.
- Coussirat M, Fontanals A and Guardo A, 'CFD Study of the Rotor-Stator Interaction in a Centrifugal Pump With Diffuser', Anales AFA Vol. 23 Fluidos (34-38), Argentina, 2012.
- Coussirat M, Fontanals A, Panella L, Guardo A, 'Estudio del fenómeno de interacción rotor estator (rsi) en una bomba radial, trabajando fuera de las condiciones de diseño óptimo', Mecánica Computacional Vol XXXIII, págs. 167-185, 2014.
- Coussirat M, Moll F, Cappa F, and Fontanals A, 'Study of Available Turbulence and Cavitation Models to Reproduce Flow Patterns in Confined Flows', ASME J. Fluids Eng., 138(9), 2016.
- Coussirat M, Moll F, and Fontanals A, 'Capability of the Present Cavitating and Turbulence Models for Confined Flow Simulations', ENIEF'2016 (in Spanish), 2016.
- Durbin P and Pettersson R, 'Statistical Theory and Modeling for Turbulent Flows', 1st ed, Wiley 2001.
- Ferziger J and Perić M, 'Computational Methods for Fluid Dynamics', 3rd ed, Springer, 2002.
- Fontanals A., Coussirat M., Guardo A. and Egusquiza E., 2010, 'Detailed Study of the Rotor-Stator Interaction Phenomenon in a Moving Cascade of Airfoils', IAHR 25th Symposium on Hydraulic Machinery and Systems. Timisoara, Romania.
- Fontanals A, Guardo A, Coussirat M and Egusquiza E, 'Numerical Study of the Fluid-Structure Interaction in the Diffuser Passage of a Centrifugal Pump', COUPLED PROBLEMS 2011, IV Int. Conf. on Comput. Methods for Coupled Problems in Scie. and Eng., 2011.
- Fontanals A, 'Caracterització del flux a causa de la interacció rotor-estator en turbomàquines mitjançant CFD', PhD Thesis, Universitat Politècnica Catalunya, Barcelona, Spain, 2012.
- Fontanals A, Guardo A, Zobeiri A, Egusquiza E, Farhat M and Avellan F, 'Boundary Layer Effects on the Vortex Shedding in a Donaldson-type Hydrofoil', IAHR 27th Symposium on Hydraulic Machinery and Systems. Montreal, Canada, 2014.
- Fontanals A, Pijoan R., Guardo A. y Coussirat M., 'Efectos De La Obstrucción Del Flujo En Una Turbina', Mecánica Computacional Vol XXXIV, págs. 2037-2043, 2016.
- Guardo A, Fontanals A, Coussirat M, 'Estudio Numerico de la Interaccion Rotor Estator en el Difusor se Una Bomba', Mecánica Computacional Vol. XXXII, AMCA, págs. 1155-1168, 2013.
- Lewis B, Cimbala J and Wouden A, 'Wicket gate trailing-edge blowing: A method for improving off-design hydroturbine performance by adjusting the runner inlet swirl angle' 27th IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems (IAHR 2014), 2014.
- Menter F, 'Two Equations Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications', AIAA Journal, 32(8), pp. 1598-1605, 1994.
- Menter F, Kuntz M, and Langtry R, 'Ten Years of Industrial Experience With the

- SSTurbulence Model. Turbulence*, Heat and Mass Transfer, Vol.4, K. Hanjalic, et al., eds., House, pp. 625-63, 2003.
- Menter, F, and Egorov, Y, 'The Scale-Adaptive Simulation Method for Unsteady Turbulent Flow Predictions—Part 1: Theory and Model Description,' Flow Turbul. Combust., 85(1), pp. 113–138, 2010.
- Rodriguez C, Egusquiza E and Santos I, '*Frequencies in the vibration induced by the rotor stator interaction in acentrifugal pump turbine*', Journal of Fluids Engineering, vol.129, no. 11, pp. 1428–1435, 2007.
- Rodriguez C, Mateos-Prieto B, and Egusquiza E, '*Monitoring of Rotor-Stator Interaction in Pump-Turbine Using Vibrations Measured with On-Board Sensors Rotating with Shaft*', Shock and Vibration, 2014.
- Spalart P and Allmaras R, '*A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows*', La RechercheAérospatiale (1) pp 5–21, 1994
- Versteeg H, Malalasekera W, '*An Introduction to Computational Fluid Dynamics, The finite volume method*' - Pearson Ed., 2da edición, 2007.
- White F., '*Mecánica de Fluidos*' - Mc Graw Hill. 5ta edición, 2004.
- Yao Z., Wang F, Dreyer M and Farhat M, '*Effect of trailing edge shape on hydrodynamic damping for a hydrofoil*', Journal of Fluids and Structures (in press), 2017.
- Zobeiri, A, '*Effect of Hydrofoil Trailing Edge Geometry on the Wake Dynamics*', PhD Thesis École Polytechnique Fédérale de Lausanne, Switzerland, 2012
- Zobeiri A, Ausoni P, Avellan F and Farhat M, '*How oblique trailing edge of a hydrofoil reduces the vortex-induced vibration*', Journal of Fluids and Structures 32, pp. 78–89, 2012.