Optimisation de la loi de calage d'un propulseur cycloïdal

Frédéric Hauville, Romain Lecuyer-Le Bris, François Deniset, Guillaume Fasse

▶ **To cite this version:**

Frédéric Hauville, Romain Lecuyer-Le Bris, François Deniset, Guillaume Fasse. Optimisation de la loi de calage d'un propulseur cycloïdal. 16èmes Journées de l'Hydrodynamique, Nov 2018, Marseille, France. pp.13. hal-02140744

HAL Id: hal-02140744
https://hal.science/hal-02140744

Submitted on 27 May 2019

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

16èmes Journées de l'Hydrodynamique
27-29 novembre 2018 - Marseille

OPTIMISATION DE LA LOI DE CALAGE D'UN PROPULSEUR CYCLOIDAL

PITCH LAW OPTIMISATION OF A CYCLOIDAL PROPULSOR

F. HAUVILLE[(1)], R. LECUYER-LE BRIS[(2)], F. DENISET[(1)], G. FASSE[(3)]

frederic.hauville@ecole-navale.fr ; romain.lecuyer.le.bris@ifremer.fr ; francois.deniset@ecole-navale.fr ; guillaume.fasse@ecole-navale.fr

[(1)] Naval Academy Research Institute (IRENav), BCRM Brest, CC600, 29240 Brest Cedex 9, France
[(2)] Laboratoire Comportement des Structures en Mer, Ifremer, Centre Bretagne - ZI de la Pointe du Diable - CS 10070 - 29280 Plouzané
[(3)] Arts et Metiers ParisTech, Laboratoire de Mécanique des Fluides de Lille – Kampé de Fériet, F-5900, Lille, France

Résumé

Les propulseurs cycloïdaux sont caractérisés par la rotation de plusieurs pales autour d'un axe vertical, associée à un mouvement de chaque pale autour de son axe propre. L'objet de cet article concerne l'étude des lois de calage d'un propulseur à axe transverse dans le domaine de la propulsion cycloïdale navale. Avec ce type de propulsion, deux modes de cinématiques sont observés : le mode épicycloïdal utilisé pour les basses vitesses d'avance de navire ($\lambda<1$) et le mode trochoïdal pour les hautes vitesses ($\lambda>1$). L'objectif final est de pouvoir établir des lois de calage, pour chacun des deux modes, maximisant l'effort propulsif. Les lois de calage sont d'abord définies cinématiquement par une approche quasi statique en utilisant la base de données SANDIA. Pour un paramètre d'avance particulier ($\lambda=1,6$), la loi de calage est corrigée par un processus itératif afin de prendre en compte la dynamique de l'écoulement au sein de la turbine par un calcul URANS 2D. Les lois de calage sont ensuite approchées par des fonctions paramétrables, afin de permettre leur optimisation par une méthode d'optimisation par processus Gaussiens (EGO). Dans le but de diminuer le temps d'optimisation EGO et de mieux comprendre l'influence des paramètres dans le processus d'optimisation, une périodicité et une non parité sont imposées pour ces fonctions à 2 ou 3 paramètres. Le processus d'optimisation est mis en œuvre sur l'approche quasi statique pour valider la méthode. Des essais futurs dans le bassin du centre Ifremer de Boulogne-sur-Mer avec la plateforme académique SHIVA seront mis en place pour une optimisation expérimentale des lois de calage pour les deux modes de fonctionnement.

Summary

Cycloidal propulsors are characterized by the rotation of several blades around a vertical axis, associated with a movement of each blade around its own axis. The purpose of this article is to study the pitch laws of a transverse axis propulsor in the field of cycloidal marine propulsion. With this type of propulsion, two kinematic modes are observed: the epicycloidal mode used for low ship speeds ($\lambda<1$) and the trochoidal mode for high speeds ($\lambda>1$). The final aim is to be able to establish

pitch laws, for each of those two modes, maximizing thrust. The pitch laws are first defined kinematically by a quasi-static approach using the SANDIA database. For a particular advance parameter (λ=1,6), the pitch law is corrected by an iterative process in order to take into account the flow dynamics within the turbine by a 2D URANS calculation. The pitch laws are then modeled by configurable functions, in order to allow their optimization using surrogate-model based optimization methods (EGO). In order to reduce the EGO optimization time and to better understand the influence of parameters in the optimization process, a periodicity and odd parity are imposed for these 2 or 3-parameter functions. The optimization process is implemented on the quasi-static approach to validate the method. Future tests in the facilities of the Ifremer center in Boulogne-sur-Mer with the SHIVA academic platform will be conducted for an experimental optimization of the pitch laws for the two operating modes.

I – Introduction

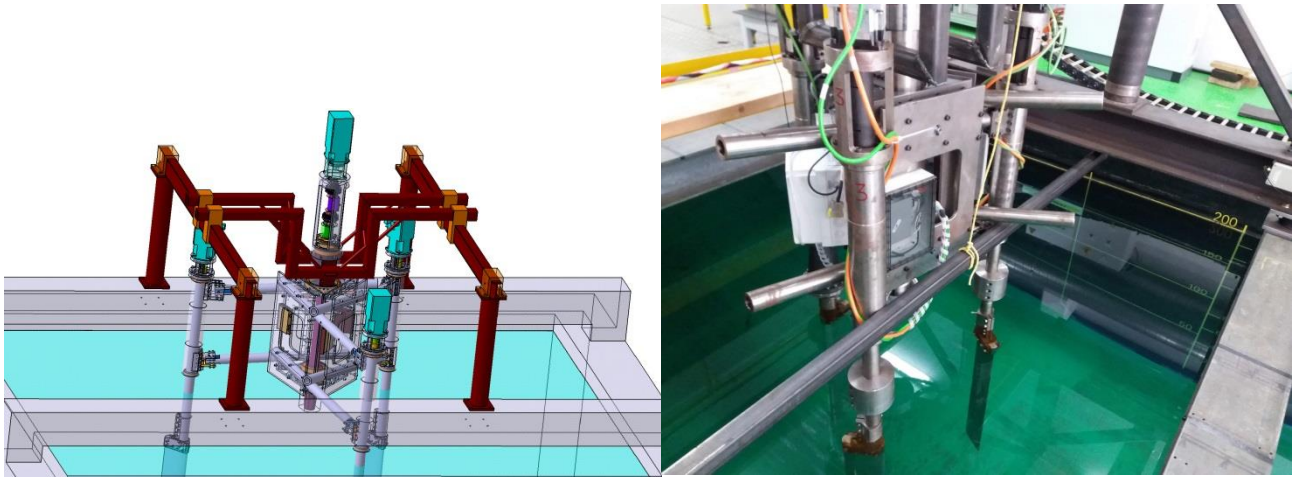
Le fonctionnement d'un propulseur marin à axe transverse est très différent de celui des hélices ou des turbines axiales classiques. Il trouve son origine dans l'observation de la faune à travers les études de biomimétisme en s'inspirant de la nage des poissons [1,2]. Ce type de propulseur est caractérisé par la rotation θ de plusieurs pales autour d'un axe vertical, associée à un mouvement de rotation β_i de chaque pale *i* autour de son axe propre suivant une loi dite de calage $\beta_i(\theta)$. L'avantage de ces systèmes est de générer une force de poussée vectorielle à 360°. La cinématique élaborée des pales produit une poussée horizontale. Le rendement hydrodynamique du système dépend fortement de la loi de calage des pales. Un concept avait été proposé dans le passé et mis en œuvre pour des applications très spécifiques. Le propulseur Voith-Schneider, par exemple, développe très rapidement une poussée dans une direction quelconque, ce qui apporte une grande maniabilité aux navires qui en sont équipés [3,4]. Cependant, sa cinématique épicycloïdale lui impose une vitesse orthoradiale supérieure à la vitesse du navire, ce qui restreint son utilisation aux navires de services à faible vitesse d'avance (remorqueur, bac, baliseur…). Inversement, les propulseurs à cinématique trochoïdale dont la vitesse orthoradiale est inférieure à la vitesse du navire permettent d'envisager des vitesses d'avance bien supérieures [5]. Un enjeu majeur est l'association de ces deux modes dans le même propulseur. Une optimisation de la forme et de la cinématique des pales du système est nécessaire. Les solveurs CFD modernes, associés aux méthodes d'optimisation auxquels ils sont maintenant couplés, offrent aujourd'hui des perspectives nouvelles sur ce plan. Les études préliminaires menées ces derniers mois semblent indiquer des possibilités d'amélioration importantes et inédites sur le plan du rendement hydrodynamique [6,7,8,14]. Il est d'ailleurs connu que ce genre de rotor présente une cinématique de pales très originale, mais complexe en termes d'optimisation. En effet, pour les deux modes de fonctionnement, la loi de calage dépend à la fois du paramètre d'avance λ (rapport de la vitesse du navire sur la vitesse orthoradiale), des paramètres géométriques (profil et allongement des pales, solidité, c.-à-d. rapport entre la surface des pales et celle balayée par les pales) et de la stratégie souhaitée : maximisation de l'effort propulsif par exemple. L'enjeu final est de mieux appréhender la dynamique des écoulements et leur modification en fonction des paramètres de design et de fonctionnement, afin de donner des lignes directrices au processus d'optimisation.

Une plateforme académique à trois pales appelée SHIVA (Système Hydrodynamique Intelligent à Variation d'Angle) est actuellement mise au point à l'Institut de Recherche de l'École Navale. Cette plateforme de grande dimension (diamètre = 0,8-1,6 m ; 3 pales 0,15 x 1 m) permet de générer toutes les formes de cinématiques par le biais de moteurs électriques auxiliaires indépendants qui assurent le calage instantané de chacune des pales autour de leur axe de rotation situé au quart de corde, synchronisés sur le moteur électrique principal –Figure 1a. Cette plateforme, largement instrumentée, est mise en œuvre dans le bassin à circulation du centre Ifremer de Boulogne-sur-Mer –Figure 1b. Les essais en bassin à circulation permettent d'étudier les performances de ces propulseurs cycloïdaux, d'optimiser les lois de calage et les paramètres

intrinsèques de la turbine, mais également de réaliser des mesures de champ de vitesse par PIV au cœur même de ces turbines pour lesquelles on rencontre des écoulements fortement décollés et des organisations tourbillonnaires favorables ou non à la propulsion. Cette turbine peut aussi bien fonctionner en mode propulseur qu'en mode récupérateur d'énergie (hydrolienne).

Le travail proposé a pour objectif, d'une part d'étudier précisément les cinématiques pour les modes épicycloïdaux et trochoïdaux et la meilleure façon de passer d'un mode à l'autre et ainsi bénéficier de leurs avantages respectifs, et d'autre part de mettre en œuvre des méthodes d'optimisation par méta-modèles [9] pour permettre de définir un calage optimal pour un objectif donné (maximiser l'effort propulsif par exemple) pour les différents régimes de fonctionnement λ considérés. La stratégie consiste à déterminer, dans un premier temps, à partir de conditions purement cinématiques et de la base de données SANDIA [10], une première loi de calage maximisant l'effort propulsif. Dans un second temps, pour $\lambda=1,6$, cette loi est corrigée par des calculs CFD permettant d'intégrer la dynamique de l'écoulement par un processus itératif. Dans un troisième temps, les lois pour les différents λ sont approchées par des fonctions paramétrables caractérisées par un minimum de paramètres, qui permettent de reproduire aussi fidèlement que possible ces lois de calage. Lors des essais en bassin, la mise en œuvre d'un processus d'optimisation EGO sur les paramètres de la loi générique permettra de déterminer expérimentalement la loi de calage optimisée maximisant l'effort propulsif.

La première section est consacrée à un bref état de l'art concernant la propulsion instationnaire et les modes de fonctionnement des propulseurs cycloïdaux. Dans une deuxième section, l'analyse cinématique permettant de déterminer les lois de calage maximisant l'effort propulsif pour différents λ est décrite. La troisième partie met l'accent sur le paramétrage des lois de calage en vue de leur optimisation expérimentale. Enfin, la dernière partie est consacrée à la validation de la procédure d'optimisation EGO qui sera mise en œuvre pour les essais de SHIVA dans le bassin à circulation de l'Ifremer sur un modèle Matlab de la plateforme SHIVA.



a) b)

Figure 1. a) CAO de SHIVA ; b) SHIVA dans le bassin Ifremer de Boulogne-sur-Mer

II – La propulsion instationnaire

Les différents systèmes présents dans la nature ont été éprouvés par des millions d'années de sélection naturelle et peuvent être considérés comme optimaux. Il y a donc de nombreuses solutions déjà présentes dans la nature qu'il faut observer et comprendre afin de pouvoir les adapter. C'est le principe du biomimétisme qui fut amené par Otto Schmitt. Un grand nombre d'oiseaux, de poissons et d'insectes utilisent des corps portants (ailes ou nageoires) pour se mouvoir dans un fluide (l'air ou l'eau). Ce type de propulsion est appelé propulsion instationnaire en raison de la variation temporelle de la poussée dû au mouvement des corps portants. Dans le domaine de la propulsion marine, un nouveau genre de propulseur a vu le jour au début du 20^{e} siècle. Il s'agit d'un propulseur

à axe transverse : l'axe de rotation global (de l'ensemble du système) et celui des pales sont orthogonaux au flux d'eau arrivant sur celles-ci contrairement aux hélices classiques qui ont un axe de rotation des pales dans la même direction que le flux d'eau. Le premier propulseur à axe transverse fut inventé par Ernst Schneider en 1926. Ces propulseurs sont divisés en deux catégories fonctionnant chacune dans un mode différent. Ces deux modes sont caractérisés par le paramètre λ, rapport entre la vitesse amont (vitesse de déplacement du propulseur correspondant à la vitesse d'avance du navire) et la vitesse orthoradiale de la pale (le rayon de la turbine que multiplie la vitesse de rotation du moteur principal).

- Le mode épicycloïdal correspond au cas où la vitesse de l'écoulement amont est plus faible que la vitesse orthoradiale de la pale ($\lambda<1$). C'est le mode de fonctionnement du propulseur Voith-Schneider [3,4]. Un exemple de trajectoire en mode épicycloïdal est représenté sur la Figure 2. Les flèches noires indiquent le sens de rotation du moteur principal et le sens du déplacement du propulseur. Le mode épicycloïdal permet d'avoir une forte poussée à basse vitesse. Il offre également une grande manœuvrabilité et un démarrage facile. Cependant, il est limité à une vitesse d'avance du navire d'environ 15 nœuds.

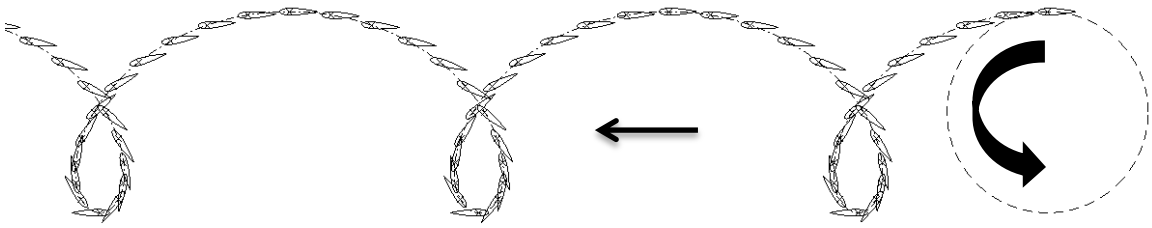


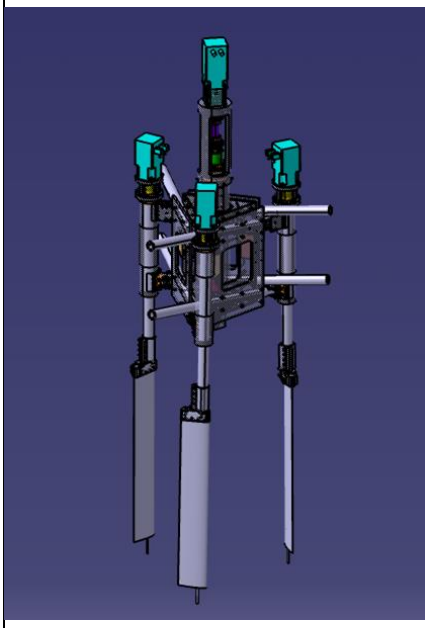
Figure 2. Exemple de trajectoire d'un propulseur à axe transverse en mode épicycloïdal.

- Le mode trochoïdal correspond au cas où la vitesse de l'écoulement amont est plus importante que la vitesse orthoradiale de la pale ($\lambda>1$). C'est le mode de fonctionnement du propulseur Lipp [5] ou ADV TECH [14]. Un exemple de trajectoire en mode trochoïdal est représenté sur la Figure 3 avec le même formalisme que la figure précédente. Le mode trochoïdal peut fonctionner à haute vitesse et permet de repousser l'apparition du phénomène de cavitation, mais le démarrage du navire équipé de ce type de propulseur est plus difficile.

Figure 3. Exemple de trajectoire d'un propulseur à axe transverse en mode trochoïdal.

Dans les turbines actuelles existantes dans l'industrie, la loi de calage est forcée, quelle que soit la vitesse de rotation. La cinématique souhaitée de ces turbines est obtenue par des systèmes de bielles, d'engrenages, de manivelles, de cames... La variation des cinématiques est possible pour modifier la poussée en norme et en direction. Cette variation est obtenue par des paramètres géométriques qui modifient l'agencement des différents éléments mécaniques, généralement une translation et/ou une rotation. Une revue de ces systèmes est présente dans [11]. Concernant la plateforme académique SHIVA, contrairement à ces dispositifs, le réglage des pales n'est pas dépendant mécaniquement de la rotation du moteur principal. En effet, trois moteurs secondaires asservis au moteur principal permettent d'imposer indépendamment l'angle de calage de chacune

des pales –Figure 1. Ce choix permet donc, non seulement de changer la loi de calage pour modifier la poussée en norme et en direction, mais également de changer la loi de calage en fonction de la valeur du paramètre d'avance λ et ainsi de passer d'un mode propulsif à l'autre avec le meilleur rendement possible. Cette plateforme a été réalisée pour faire des essais en bassin, elle est donc largement instrumentée. L'idée de cette plateforme a germé pendant les thèses menées à l'IRENav par Paillard [11] et Delafin [12].



Diamètre du rotor ($D = 2\,R$)	$0{,}8 < D < 1{,}6$ *m*
Nombre de pales (N)	*3*
Type de profil	NACA 0018
Envergure des pales (l)	*1 m*
Corde des profils (c)	*0,15 m*
Position de l'axe de rotation des profils	¼ corde
Ωmax (moteur principal et auxiliaires)	*150 tr/min*
Couple max moteur principal	*100 N.m*
Couple max moteurs auxiliaires	*40 N.m*
Solidité ($s = N\,c\,/\,R$)	$0{,}5625 < s < 1{,}125$
Allongement ($AR = l\,/\,c$)	*6,7*
Rapport corde sur rayon ($CR = c\,/\,R$)	$0{,}1875 < CR < 0{,}375$

Tableau 1. Caractéristiques de la plateforme académique SHIVA.

Dans la section suivante, l'analyse cinématique permettant de déterminer les lois de calage maximisant l'effort propulsif pour différents λ est décrite.

III – Analyse cinématique

Le but de cette section est de décrire la procédure pour déterminer une loi de calage maximisant l'effort propulsif en mode trochoïdal pour le paramètre d'avance $\lambda=1{,}6$ correspondant au meilleur rendement hydrodynamique dans ce mode propulsif [5]. Une première loi de calage est construite avec des considérations purement cinématiques par l'utilisation des bases de données SANDIA qui donnent accès aux coefficients de portance et traînée en fonction du Reynolds ($4\,10^4$ → $5\,10^6$) et de l'incidence (-180° → +180°) de différents profils NACA symétriques en écoulement unidirectionnel (dont le NACA0018). Cette loi est ensuite corrigée à partir d'un calcul URANS avec le code Ansys Fluent V18.2 pour tenir compte de la dynamique de l'écoulement.
Sur la Figure 4 sont présentés les différents repères pour l'étude cinématique. Pour une vitesse d'avance V_a donnée, pour chaque position azimutale θ, l'incidence α à donner au profil pour maximiser l'effort propulsif F_x est déterminée à partir des équations suivantes :

$$\overrightarrow{W_{P,2/0}} = V_a.\overrightarrow{x_0} + R\dot{\theta}.\overrightarrow{x_1} \quad ; \quad W = V_a\sqrt{1 + \frac{2\cos(\theta)}{\lambda} + \left(\frac{1}{\lambda}\right)^2} \tag{1}$$

$$i = \text{atan}\left(\frac{sin(\theta)}{\lambda + cos(\theta)}\right) \tag{2}$$

$$\overrightarrow{F_x} = [F_D\ \cos(i) - F_L\ \sin(i)].\overrightarrow{x_0} \quad ; \quad \overrightarrow{F_y} = [F_L\ \cos(i) + F_D\ \sin(i)].\overrightarrow{y_0} \tag{3}$$

$$\varphi = i - \alpha \quad ; \quad \beta = \varphi - \theta \tag{4}$$

$$Re_c = \frac{W\ c}{\upsilon} \tag{5}$$

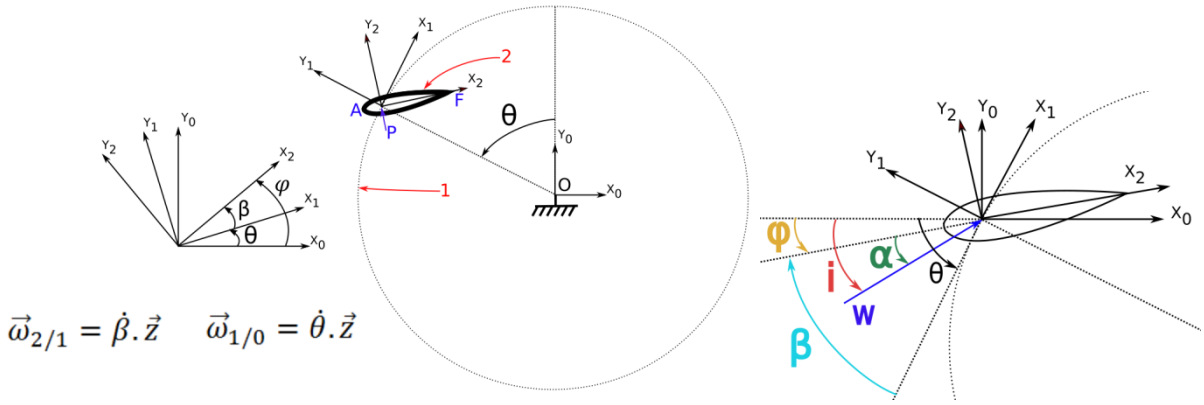


Figure 4. Repères associés à la turbine.

Pour la position azimutale θ considérée, connaissant l'écoulement relatif W (éq. (1)), l'angle i (éq. (2)) et le Reynolds Re local (éq. (5)) au quart de corde, le balayage en α dans la base SANDIA permet d'en déduire l'incidence α optimale maximisant l'effort propulsif F_x (éq. (3)) et par la suite la loi de calage β_0 (éq. (4)). Sur la Figure 5 sont présentés l'angle de calage $\varphi_0 = \beta_0 + \theta$ optimal (à gauche), le coefficient d'effort propulsif maximal $C_x = \frac{F_x}{0{,}5\rho\ c\ l\ V_a^2}$ d'une pale seule (en bleu à droite) et des 3 pales (en rouge à droite), correspondant à la somme des efforts déphasés de $2\pi/3$, pour $\lambda=1{,}6$ et le Reynolds moyen $Re_0=150\ 000$ correspondant à une vitesse $V_a=1\ m.s^{-1}$, une corde $c=0{,}15\ m$ et une envergure de pale $l=1\ m$. Le Reynolds local (éq. (5)) varie dans ce cas entre $6{,}625\ 10^4$ et $2{,}438\ 10^5$.

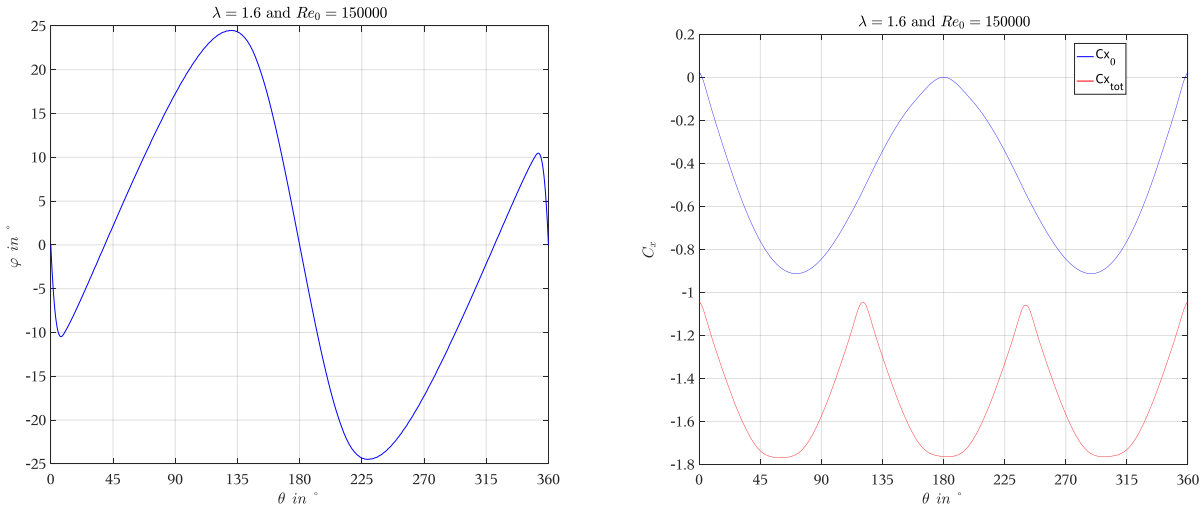


Figure 5. Angles de calage φ_0 optimal et efforts propulsifs pour $\lambda=1{,}6$ et $Re_0=150\ 000$.

La loi de calage β_0 établie précédemment, est construite en considérant la vitesse relative de l'écoulement au quart de corde (P). Or, le champ de vitesse vu par la pale est plus complexe et possède une composante en $\dot{\beta}$ sur l'ensemble des points de l'abscisse curviligne de la pale ($\frac{c}{4}(\dot{\beta}+\dot{\theta}).\overrightarrow{y_2}$ à ajouter à la vitesse précédente pour le bord d'attaque A par exemple). Un processus itératif est donc nécessaire pour déterminer la nouvelle loi de calage β_1 au bord d'attaque. Sur la Figure 6 sont tracés les angles d'incidences au quart de corde (α_0) et au bord d'attaque (α_1) pour $\lambda=1{,}6$. Il y a peu de modifications sur les efforts vu que les différences sont situées à $\theta=180°$ où les

efforts sont très faibles.

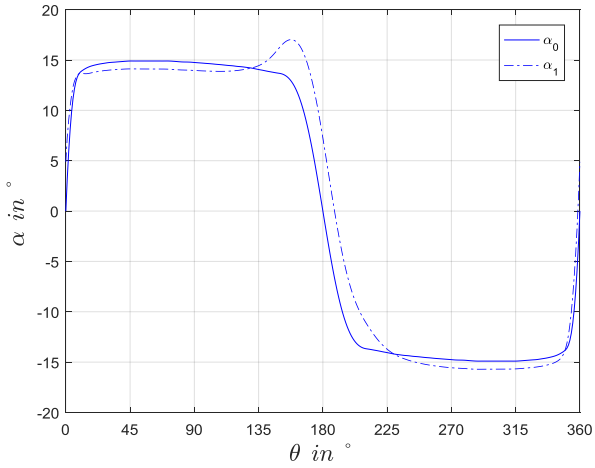


Figure 6. Angles d'incidence α_0 et α_1 optimaux pour $\lambda=1,6$ et $Re_0=150\ 000$.

Ce processus d'optimisation de la loi de calage ne tient pas compte ici de la dynamique de l'écoulement. Un calcul URANS 2D réalisé à partir de la loi de calage β_1 est donc mis en œuvre. L'incidence équivalente vue par la pale est déterminée par la position du point d'arrêt [12]. Des polynômes permettant de relier la position du point d'arrêt à l'incidence équivalente sont issus d'une série de calculs quasi statiques préalables sur un profil NACA0018 dans un écoulement unidirectionnel pour différents Reynolds aux incidences $0 < \alpha < 15°$. La loi de calage consigne $\beta = i - \alpha_{n+1} - \theta$ est ensuite corrigée de l'écart entre l'incidence équivalente et l'angle α_1 imposé par la loi purement cinématique. Cette méthode est itérative (éq. (6)).

$$\alpha_{n+1} = \alpha_n + (\alpha_1 - \alpha_{eq_n}) \quad (6)$$

α_1 est l'angle α initial de la loi purement cinématique utilisée pour le premier calcul noté CFD1.
α_n est l'angle α corrigé utilisé pour le calcul CFDn.
α_{eqn} est l'incidence équivalente extraite du calcul CFDn.

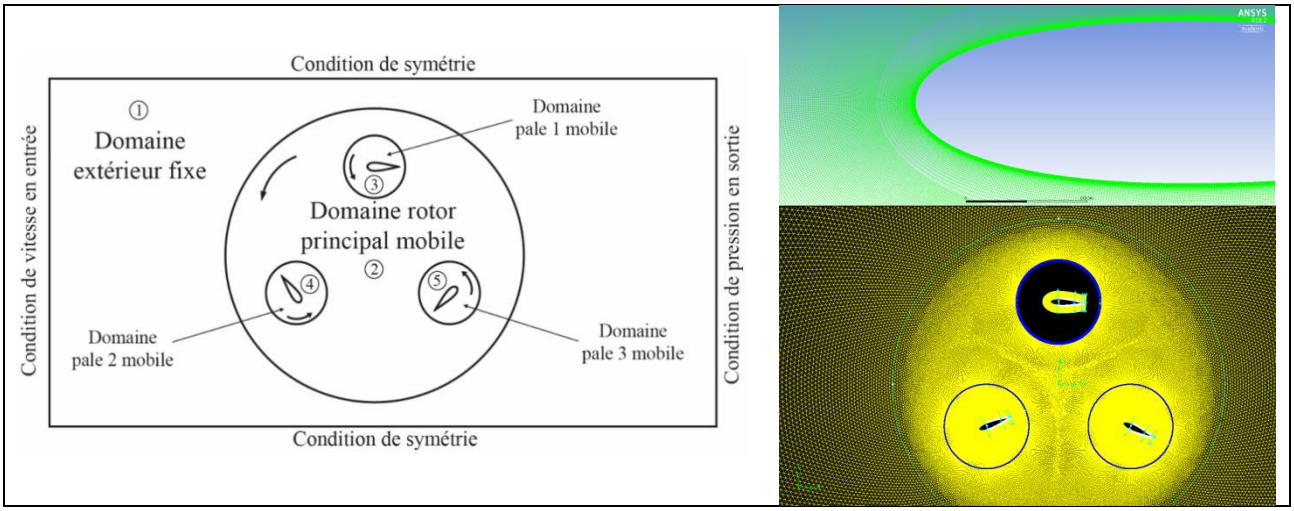


Figure 7. Stratégie de maillage pour le calcul URANS 2D.

Le maillage utilisé, illustré sur le schéma Figure 7, est un maillage 2D utilisant une zone fixe (domaine 1), une première zone glissant sur la zone fixe (domaine 2) et trois zones glissantes par rapport au rotor entourant chaque pale (domaines 3, 4, 5). Les limites haute, basse et amont sont à 1,5 diamètre « domaine rotor principal » et la limite aval à 3 diamètres. Le maillage est structuré en « C » en zone proche paroi des profils avec une taille des premières mailles respectant la condition $y^+=1$ puis avec un rapport d'expansion de 1,1. Le maillage est raffiné sur le bord de fuite pour bien capter le point de raccord des pressions. Puis le maillage devient non structuré jusqu'aux parois du

domaine. Une isorépartition angulaire, avec un multiple de 360, des nœuds de calcul sur les interfaces (pales/rotor et rotor/extérieur) est garantie pour s'assurer de la continuité de la résolution des équations lors des itérations temporelles et réduire les erreurs d'interpolation dues au maillage non conforme. Le maillage au niveau du bord d'attaque est très fin afin de pouvoir capter avec précision la position du point d'arrêt. La zone extérieure est maillée de façon plus grossière pour éviter d'avoir un nombre de mailles conséquent. Les domaines 3, 4 et 5 sont contrôlés par un fichier « profile » comportant les vitesses instantanées $\dot{\beta}_i$ relativement au domaine 2 qui tourne à la vitesse Ω constante. Pour cette étude, conformément aux études numériques effectuées sur ce type de machine à axe transverse, un pas angulaire de $\Delta\theta=1°$ a été imposé. 3 à 5 tours sont effectués pour atteindre le régime permanent. Le modèle de turbulence k-ω SST est adopté. Le Reynolds moyen $Re_0=2\ 550\ 000$ correspondant à une vitesse $V_a=17\ m.s^{-1}$ justifie ce choix du modèle de turbulence et est compatible avec les données de la base SANDIA. Le Reynolds local (éq. (5)) varie dans ce cas entre $9{,}6\ 10^5$ et $4{,}1\ 10^6$.

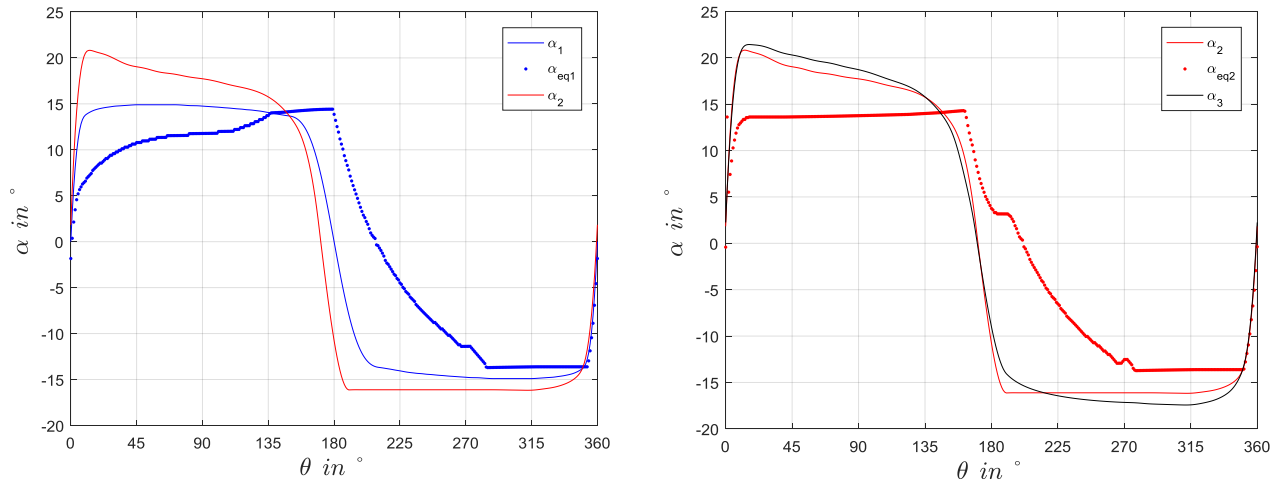


Figure 8. 1er (gauche) et 2ème (droite) calcul CFD pour $\lambda=1{,}6$ et $Re_0=2\ 550\ 000$.

Les différents angles α et β sont lissés afin d'éviter au maximum les effets dynamiques parasites pendant le calcul. Sur la Figure 8 (gauche) sont tracés l'angle α_1 cinématique correspondant à la consigne β_1 imposée aux pales pour le premier calcul CFD1, l'incidence équivalente α_{eq1} issue du traitement des positions des points d'arrêt sur le dernier tour du calcul CFD1 et l'angle α_2 qui donne β_2 (éq.(4)) imposé aux pales pour le deuxième calcul CFD2. Il est important de noter qu'il y a une saturation de l'incidence équivalente entre 135° et 180°. Sur la figure 8 (droite) sont tracés les angles α_2, α_3 ainsi que l'incidence équivalente α_{eq2}. La saturation de l'incidence équivalente s'étend cette fois-ci de 15° à 180°. Cette saturation reste néanmoins assez faible. Elle est de l'ordre de 0° à 2° selon l'azimut θ. En effet la position du point d'arrêt n'est que légèrement supérieure à la valeur maximum couverte par les polynômes. Cela s'explique par le fait que ces polynômes ont été calculés à partir de valeurs quasi statiques. Il faudrait faire des polynômes en dynamique ($\dot{\alpha}$) pour augmenter la plage de variation de la position du point d'arrêt (phénomène de décrochage dynamique).

Sur la Figure 9 (gauche) sont représentées les lois de calage φ_1, φ_2 et φ_3 qui pilotent respectivement les calculs CFD1, CFD2 et CFD3. Les différences les plus nettes se trouvent en début et milieu de tour. Les localisations de ces différences se comprennent par le fait que ce sont dans ces zones que les vitesses de calage $\dot{\beta}_1, \dot{\beta}_2\ et\ \dot{\beta}_3$ sont les plus importantes (2 à 3 fois supérieures à Ω). Idem pour les accélérations angulaires. Il apparaît déjà que la méthode de correction par les vitesses induites, qui est basée sur des données obtenues en régime statique, risque d'être mise en défaut dans les zones où la dynamique est importante, c'est-à-dire les zones autour de θ=0 (modulo π). Sur la Figure 9 (droite) sont représentés les coefficients d'efforts propulsifs pour les calculs CFD1, CFD2, CFD3 et le même coefficient avec le raisonnement

cinématique au BA (Kinematic). Les fortes différences observées dans la partie aval résultent du fait que le raisonnement cinématique (statique) ne prend ni en compte le déficit de vitesse dû à la partie amont ni la dynamique de l'écoulement, et n'est donc pas pertinent dans les zones à forte dynamique. D'autre part, le modèle ne tient pas compte des potentiels effets d'hystérésis des variations montantes ou descendantes de l'incidence α.

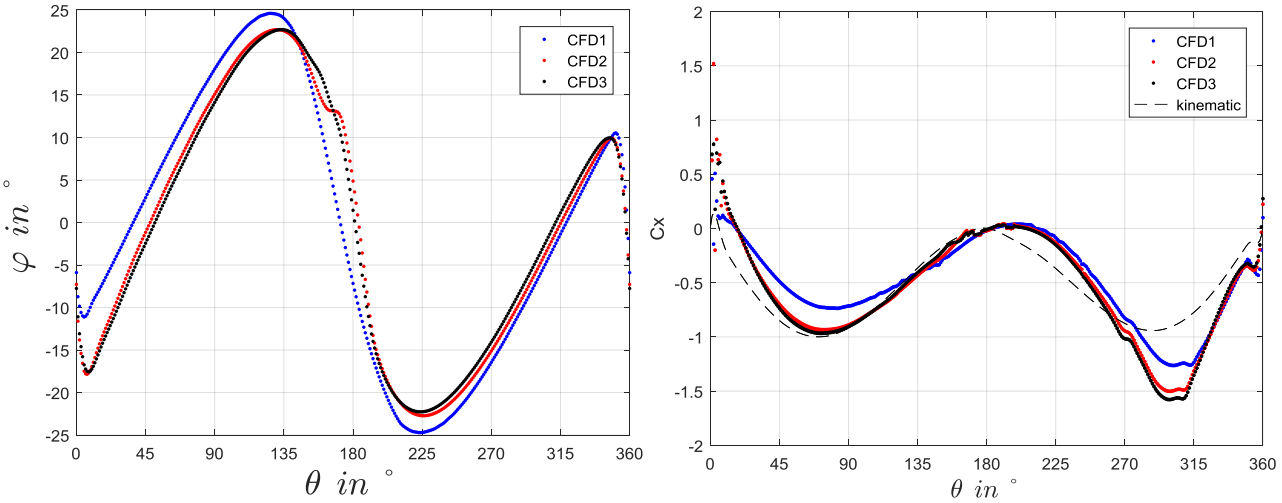


Figure 9. Lois de calage (gauche) et coefficients d'efforts propulsifs (droite) des calculs CFD_i pour $\lambda=1,6$ et $Re_0=2\ 550\ 000$.

L'optimisation de la loi de calage par l'approche développée dans cette section pour $\lambda=1,6$ et $Re_0=2\ 550\ 000$ montre ses limites, car il est nécessaire d'effectuer 3 à 4 boucles URANS pour corriger une loi de calage construite avec un raisonnement quasi statique. Pour des dynamiques importantes (mode épicycloïdal et λ se rapprochant de 1 pour le mode trochoïdal), la correction URANS à apporter sur une loi de calage initiale certainement pas optimale n'est pas pertinente. Une nouvelle stratégie d'optimisation est présentée dans la section suivante.

IV – Loi de calage paramétrée

Une nouvelle stratégie pour optimiser l'effort propulsif est présentée dans cette section. Elle consiste à caractériser les lois de calage construites sur le raisonnement cinématique initial (*W* au quart de corde) par des fonctions paramétrables et à mettre en œuvre une procédure d'optimisation par méta-modèles [9]. Le temps de construction du méta-modèle est directement proportionnel au nombre d'observations ; il est donc nécessaire de caractériser au mieux les lois de calage en utilisant le moins de paramètres possible. Sur la Figure 10 sont représentées les lois de calage pour les modes trochoïdaux (φ à gauche) et épicycloïdaux (β à droite) pour différents λ pour le Reynolds moyen $Re_0=150\ 000$. Le caractère impair et périodique de ces fonctions $f(\theta)$ suggère de les approcher par une décomposition en série de Fourier :

$$f(\theta) = \sum_{k=1}^{N} (b_k \sin(\mathrm{k}\omega\theta)) \ ; \ b_k = \frac{2}{T}\int_0^T f(\theta)\sin(k\omega\theta)\,d\theta \ ; \ \omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{2\pi}{360} \ ; \ N = 50 \qquad (7)$$

Or, en traçant les amplitudes des différents harmoniques (b_k) en fonction de leur rang, il apparaît une tendance semblable au comportement d'un oscillateur harmonique amorti d'où l'idée d'approcher le spectre avec une fonction sinusoïdale corrigée par une exponentielle décroissante :

$$S(h) = A\ \cos(\pi h)\, e^{-\frac{h}{\tau}} \quad \text{avec } h = \{0,1,2,\dots,N-2,N-1\} \text{ et } N = 50 \qquad (8)$$

$$f(\theta) = \sum_{h=0}^{N-1} S(h)\ \sin((\mathrm{h}+1)\omega\theta) \qquad (9)$$

$$g(\theta) = -B\sin(9\,\theta)\ ;\ \ \theta \in [0{,}10°]\,; B = 10 \qquad (10)$$

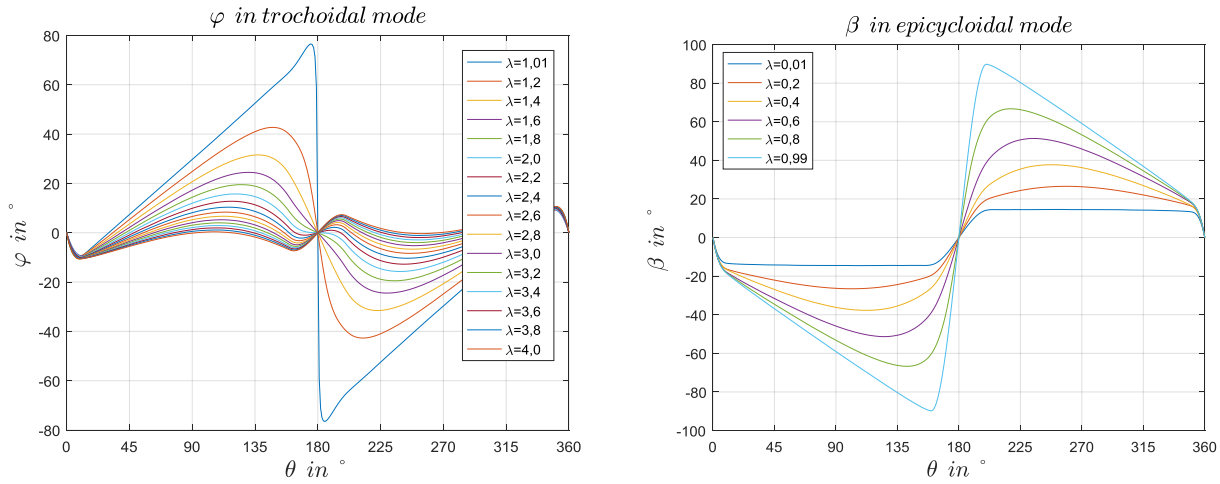


Figure 10. Lois de calage trochoïdal φ (gauche) et épicycloïdal β (droite) pour plusieurs λ pour Re_0=150 000.

La valeur de la fonction *S(h)* pour *h=0* correspond au fondamental, *h=1* à l'harmonique de rang *2* et ainsi de suite jusqu'à *h=N-1* qui correspond à l'harmonique de rang *N*. Cette fonction permet d'avoir un grand nombre d'harmoniques en ayant seulement 2 paramètres (*A* et τ). Un exemple pour λ=*1,2* est donné sur la Figure 11. La loi de calage $\varphi(\theta)$ reconstruite à partir de *S(h)* (éq. (8) et (9)) s'éloigne de la loi de calage entre *0*° et *90*° ainsi qu'entre *270*° et *360*°. En remarquant qu'entre *0*° et *10*°, la courbe suit une fonction sinus avec la même amplitude *B=10* quel que soit λ (Figure 10), il est possible de prendre en compte cette particularité pour modifier la loi de calage sans ajouter de paramètres supplémentaires. La jonction entre cette portion de courbe et la loi de calage précédente pour θ >*100*° est assurée par une fonction de Bézier [13] entre *10*° et *100*°. La partie aval est construite par symétrie -Figure 11 (droite). *B* (éq. (10)) peut également être un paramètre supplémentaire pour élargir l'étendue des lois de calage possibles. Il s'avère que cette fonction n'est satisfaisante que pour λ allant de *1,2* à *1,8*, il faut donc adopter une démarche similaire pour les autres paramètres d'avance.

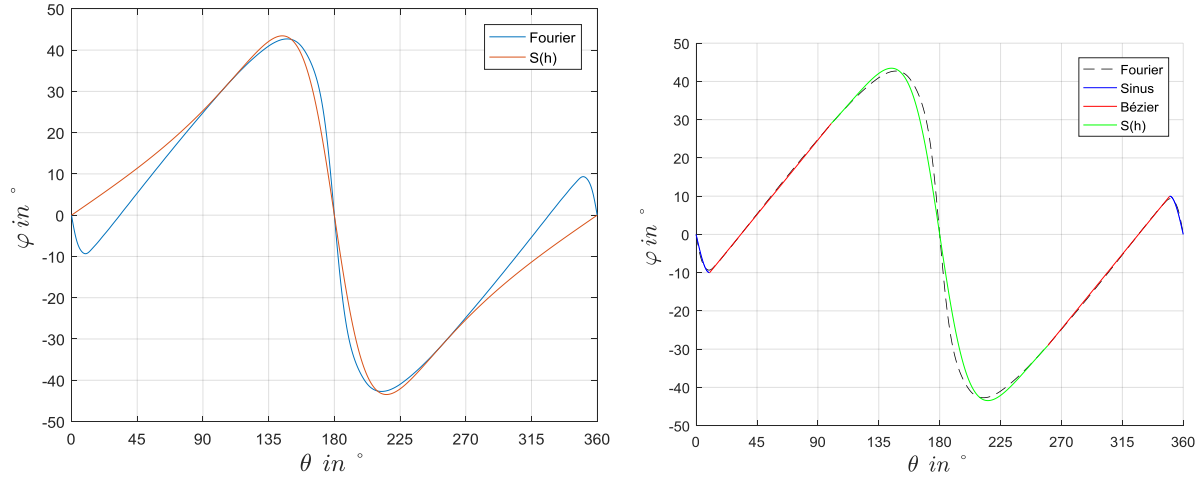


Figure 11. Lois de calage trochoïdal φ approchées par une fonction à 2 paramètres (*A=32, τ=1,5 -éq. (8) et (9)*) (gauche) et 3 fonctions (droite) pour λ=*1,2* et Re_0=150 000.

Pour le mode épicycloïdal, en adoptant la même démarche, en traçant les amplitudes des différents harmoniques (b_k) en fonction de leur rang, il apparaît que les harmoniques de rang pair sont proches de 0 à l'exception de celui de rang 2 et les harmoniques de rang impairs semblent suivre une fonction ressemblant à une hyperbole. Il est donc possible d'approcher le spectre par la fonction

suivante :

$$S(h) = \frac{A}{(h+1)^B} \quad avec\ h = \{0,2,\dots,N-2\}\ et\ N = 50 \tag{11}$$

$$f(\theta) = \left(\sum_{h=0}^{N-2} S(h)\ \sin((\mathrm{h}+1)\omega\theta)\right) + b_2 \sin(2\omega\theta) \tag{12}$$

avec A l'amplitude de la première harmonique et B le paramètre de décroissance. Avec ces 2 paramètres, seul les harmoniques de rang impair (c'est-à-dire pour h={0,2,4,…}) sont considérés. Un exemple pour $\lambda=0,4$ est donné sur la Figure 12. La loi de calage $\beta(\theta)$ reconstruite à partir de $S(h)$ (éq. (11) et (9)) n'est pas satisfaisante sans considérer l'harmonique de rang 2 ($b_2 \neq 0$) comme troisième paramètre. Il s'avère de plus que cette dernière fonction (éq. (11) et (12)) n'est satisfaisante que pour $0,2<\lambda<0,6$. Il faut adopter une démarche similaire pour les autres paramètres d'avance.

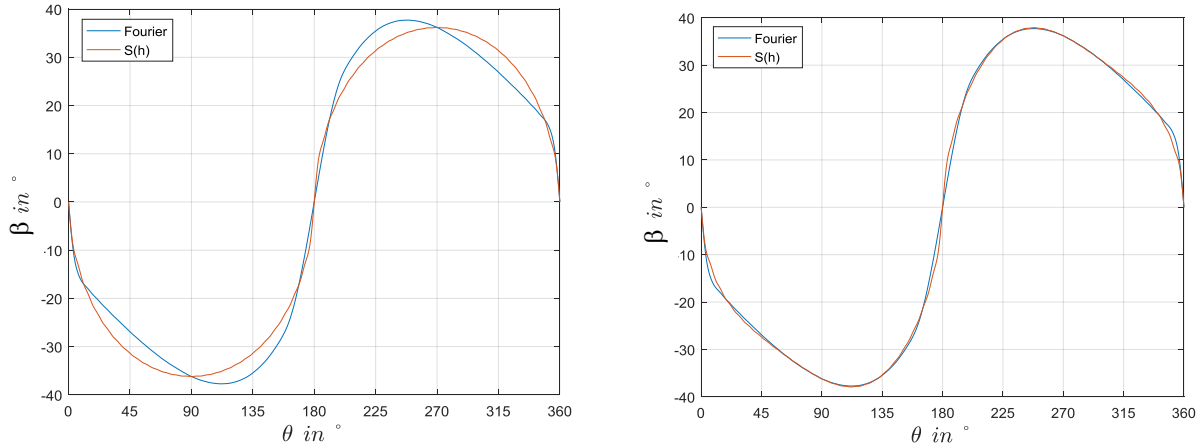


Figure 12. Lois de calage épicycloïdal β approchées par une fonction à 2 paramètres ($A=-41$, $B=1,7$ *-éq. (11) et (9)*) (gauche) et 3 paramètres ($A=-41$, $B=1,7$, $b_2=4$ *-éq. (11) et (12)*) (droite) pour $\lambda=0,4$ et $Re_0=150\ 000$.

Les fonctions paramétrées permettent de générer des lois de calage pour un paramètre d'avance λ donné. Ces lois sont implantées dans le fichier « profile » pour une optimisation numérique (section III) ou dans les variateurs de vitesse de la plateforme SHIVA pour une optimisation expérimentale. Dans les 2 cas, le coefficient d'effort propulsif moyen sur un tour est calculé ou mesuré pour construire le méta-modèle. Ce dernier, aussi appelé « surface de réponse », est une fonction mathématique représentative du modèle physique, construit à partir de n observations ou simulations finies. On peut ainsi approcher les réponses du modèle physique à l'aide du méta-modèle dans l'ensemble du domaine de variabilité, et cela pour un temps d'évaluation négligeable. L'influence des variables d'entrée du phénomène physique initial peut alors être exploitée. Les méta-modèles Gaussiens ont l'avantage d'approcher le modèle physique d'intérêt par des fonctions statistiques communément appelées « processus Gaussiens ». Ce contexte statistique donne accès à la variance des méta-modèles ce qui permet, d'une part une exploration efficace du domaine de variabilité, et d'autre part de travailler avec des observations possiblement bruitées. Une revue exhaustive de ces méthodes est disponible dans [9].

Dans le but de valider la méthode qui sera mise en place pour les essais de la plateforme SHIVA dans le centre Ifremer de Boulogne-sur-Mer, le cas trochoïdal $\lambda=1,6$ et $Re_0=150\ 000$ est traité en simulant la plateforme SHIVA par un code MATLAB (modèle « cinématique » quasi statique couplé à la base SANDIA –section III) qui prend en entrée une combinaison de paramètres (A et τ) décrivant la loi de calage. Le code construit la loi de calage $\beta(\theta)$ à partir de ces paramètres et détermine l'effort propulsif cinématique (sans les corrections URANS développées section III) pour chaque position azimutale. Le coefficient d'effort propulsif moyen sur un tour $C_{x_{mean}}$ est alors

calculé. Ce dernier permet de construire de manière itérative le méta-modèle jusqu'à convergence de la méthode (code Optimist développé dans le cadre de la thèse de M. Sacher [9]). Sur la Figure 13 sont représentées les surfaces de réponse du modèle construit par Optimist après 30 itérations et du modèle générés par un balayage systématique des variables dans les deux directions. Pour la construction du méta-modèle Optimist, lorsque l'espace des paramètres est large ($0<\tau<2{,}5$; $5<A<40$), la convergence n'est atteinte qu'après 50 itérations et pour un espace de paramètres plus resserré ($0{,}5<\tau<1{,}5$; $15<A<25$), la convergence est atteinte après 30 itérations. L'espace des paramètres a donc un effet très significatif sur la convergence du processus. Avec le balayage systématique des paramètres sous MATLAB, le temps de construction de la surface de réponse étant directement proportionnel au pas de discrétisation de l'espace des paramètres, le temps de calcul est, de fait, largement supérieur qu'avec Optimist.

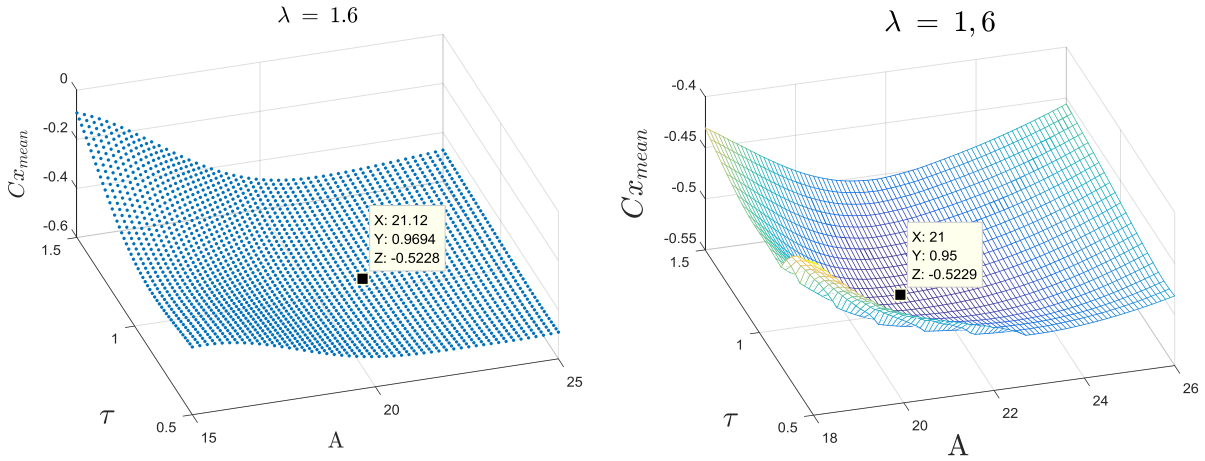


Figure 12. Surfaces de réponse Optimist après 30 itérations (gauche) et surface de réponse MATLAB (droite) issue du balayage des paramètres pour $\lambda=1{,}6$ et $Re_0=150\,000$.

VI – Conclusions et perspectives

La cinématique élaborée des pales d'un propulseur à axe transverse produit une poussée horizontale dont le rendement hydrodynamique dépend fortement de la loi de calage des pales. La plateforme académique SHIVA permet de générer toutes les formes de cinématiques par le biais de moteurs électriques auxiliaires indépendants qui assurent le calage instantané de chacune des pales autour de leur axe de rotation situé au quart de corde, synchronisé sur le moteur électrique principal. L'objectif du travail proposé est, d'une part d'étudier précisément les cinématiques pour les modes épicycloïdaux et trochoïdaux, et d'autre part de mettre en œuvre des méthodes d'optimisation pour permettre de définir un calage optimal afin de maximiser l'effort propulsif pour les différents régimes de fonctionnement considérés. Une première série de lois est déterminée à partir de considérations purement cinématiques et les coefficients issus de la base de données SANDIA correspondant à des essais en statique en écoulement uniditectionnel. Pour le cas particulier $\lambda=1.6$ et $Re_0=2\,550\,000$, la loi de calage cinématique est modifiée par un processus itératif basé sur des calculs URANS 2D pour prendre en compte progressivement la dynamique de l'écoulement. Ce processus est extrêmement long (environ 1 semaine sur un pc avec 12 processeurs) du fait de la complexité de la stratégie de calcul par maillages glissants, du nombre de cellules pour bien capter la dynamique de l'écoulement et du nombre de tours nécessaire à la convergence du résultat. Face au coût CPU de cette méthode d'optimisation en deux temps (« cinématique » quasi statique SANDIA + correction URANS), il est envisagé de réaliser une optimisation expérimentale par processus Gaussiens avec la plateforme SHIVA dans le centre Ifremer de Boulogne-sur-Mer. Afin de limiter le coût de construction des méta-modèles, une paramétrisation des lois de calage avec 2 ou 3 paramètres est réalisée sur la base d'une décomposition en série de Fourier. L'espace des paramètres est suffisamment conséquent pour permettre aux lois de calage d'évoluer largement

dans les zones où de fortes corrections sont prévues par les calculs URANS. La comparaison de cette méthode EGO sur le modèle Matlab de la plateforme SHIVA avec un balayage systématique des paramètres pour le cas particulier $\lambda=1.6$ et $Re_0=150\ 000$ permet de valider cette méthode.

La loi de calage initiale construite à partir d'essais en statique (base de données SANDIA) n'est pas pertinente dans le cas de dynamiques élevées (mode épicycloïdal et trochoïdal pour $\lambda<1,2$). Il serait intéressant, en suivant la même stratégie développée dans cet article, d'associer un modèle de décrochage dynamique aux données SANDIA ou de construire une nouvelle base de données (essais ou calculs) intégrant la vitesse de variation de l'incidence pour prendre en compte les phénomènes de décrochage dynamique en fonction d'une fréquence réduite. Il pourrait également être envisagé d'adopter une nouvelle stratégie pour construire la loi de calage initiale à partir d'un calcul fluide parfait prenant en compte les effets dynamiques dus aux mouvements des pales (résolution possible par diffraction-radiation) et construction d'un modèle mécanique analogue à ceux utilisés pour les RAO des navires (amortissement, masse ajoutée et correction visqueuse). La méthode d'optimisation EGO pourrait également être directement utilisée avec ce code fluide parfait pour l'évaluation de la fonction objective basée sur la maximisation de l'effort propulsif.

Références

[1] F. Paraz, *Oscillation d'une plaque flexible dans un écoulement* – Thèse de Doctorat, Université Aix-Marseille, 155 pages, Disponible à https://hal.archives-ouvertes.fr/tel-01310398, 2016.

[2] C. Marais, R. Godoy-Diana, Propulsion animale par ailes ou nageoires battantes, *Reflet de la physique* n°24, 9 pages. Disponible à https://doi.org/10.1051/refdp/2011249, 2011.

[3] W. Isay, Zur Berechnung der Strömung durch Voith-Schneider-Propeller. *Archive of Applied Mechanics (Ingenieur Archiv)*, 24(3):148–170, 1956.

[4] J. Bartels and D. Jürgens, Latest Developments in Voith Schneider Propulsion Systems. In *The 18th international tug & salvage convention*, Miami, 2004.

[5] T. Pichon, *Etude des performances d'un propulseur cycloïdal à axe vertical : le rotor Lipp*, Rapport de recherche 330, ENSTA,1999.

[6] B. T. Roesler, M. Francisquez, B. P. Epps, Design and Analysis of Trochoidal Propulsors using Nonlinear Programming Optimization Techniques, *Proceedings of 33rd International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering, OMAE2014*, June 8-13, San Francisco, USA, 2014.

[7] B. T. Roesler, M. L. Kawamura, E. Miller, M. Wilson, J. Brink-Roby, E. Clemmenson, M. Keller, B. P. Epps, Experimental Performance of a Novel Trochoidal Propeller, *Journal of Ship Research*, 60, 1, pp. 48-60 (13), DOI: 10.5957/JOSR.60.1.150035, 2016.

[8] A. Sanchez-Caja, and J. Martio, On the optimum performance of oscillating foil propulsors, *J. Mar. Sci. & Technol.*, 22, 1, pp. 114-124, DOI: 10.1007/s00773-016-0397-7, 2017.

[9] M. Sacher, *Méthodes Avancées d'Optimisation par Méta-Modèles - Application à la Performance des Voiliers de Compétition*, Thèse de Doctorat de l'École Nationale Supérieure des Arts et Métiers, 250 pages, 2018.

[10] R.E. Sheldahl, P.C. Klimas, Aerodynamic Characteristics of Seven Symmetrical Airfoil Sections Through 180-Degree Angle of Attack for Use in Aerodynamic Analysis of Vertical Axis Wind Turbine, *Sandia National Laboratories*, 1981.

[11] B. Paillard, *Simulation numérique et optimisation d'une hydrolienne à axe transverse*, Thèse de Doctorat de l'université de Bretagne occidentale, Naval Academy Research Institute, 2011.

[12] P-L. Delafin, 2014, Analyse de l'écoulement transitionnel sur un hydrofoil. Application aux hydroliennes à axe transverse avec contrôle actif de l'angle de calage, Thèse de Doctorat, Université de Bretagne Occidentale, Naval Academy Research Institute, 2014.

[13] D. Péririn, Les courbes de Bézier – Département de mathématiques d'Orsay, 20 pages. Disponible à https://www.math.u-psud.fr/~perrin/CAPES/geometrie/BezierDP.pdf.
[14] G. Fasse, A-C. Bayeul-Lainé, O. Coutier-Delgosha, A. Curutchet, B. Paillard, F. Hauville, 2018, Numerical study of a sinusoidal transverse propeller, 29th IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems, Kyoto, Japan, September 16-21.